



TITLE:

放電管の高周波振動に関する研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

板谷, 良平

CITATION:

板谷, 良平. 放電管の高周波振動に関する研究. 京都大学, 1961, 工学博士

ISSUE DATE:

1961-03-20

URL:

<https://doi.org/10.14989/161922>

RIGHT:

790

790

放電管の高周波振動に関する研究

昭和35年9月

板谷良平

DOC

1960

18

電気系

目 次

内 容 概 説	4
使 用 記 号 一 覧	6
第 1 章 総 説	8
1.1 放電管に於ける振動現象	8
1.2 本研究の目的と意義	11
1.3 本研究に使用した測定法	11
第 2 章 螢光放電管の高周波振動及び雑音	15
2.1 螢光放電管の放電空間	15
2.2 螢光放電管の放電波形及び振動	18
2.3 螢光放電管の高周波雑音特性	19
2.3.1 螢光放電管の雑音強度、雑音防止法及びその効果	19
2.3.2 再点弧及び消弧雑音の特性	23
2.3.3 双子型雑音の特性	26
第 3 章 不規則振動（再点弧振動）	29
3.1 緒 言	29
3.2 振動の発生条件	29
3.2.1 振動発生の位相及び持続時間	29
3.2.2 傍熱型陰極の再点弧振動	34
3.2.3 再点弧部の光学的特性	35
3.2.4 再点弧部の放電空間	44
3.2.5 不規則振動の発生条件	47
3.3 振動の発生機構	52
3.3.1 不規則振動の理論の展望	52
3.3.2 不規則振動の理論	55
3.4 結 論	60
第 4 章 規 則 振 動（双子型振動）	61
4.1 緒 言	61

4.2	交流放電に於ける双子型振動	62
4.3	振動の電気的特性	63
4.3.1	周波数特性	64
4.3.2	境界条件の影響	65
4.4	振動の光学的特性	71
4.5	放電空間の高周波特性	74
4.5.1	放電空間の周波数応答	74
4.5.2	放電空間のパルス応答	74
4.5.3	放電管の高周波インピーダンス	77
4.6	規則振動の発生条件	87
4.6.1	傍熱型陰極の規則振動	87
4.6.2	規則振動の発生条件	92
4.6.3	特殊放電管による規則振動の再現	92
4.7	結 論	93
オ 5 章	ガス入り高周波発振管	95
5.1	緒 言	95
5.2	ガス入り高周波発振管の構造	95
5.3	ガス入り高周波発振管の特性	97
5.3.1	振動の発生領域	98
5.3.2	振動周波数	
5.4	ガス入り高周波発振管の発振条件	114
5.5	ガス入り高周波発振管の応用	115
5.6	結 論	116
オ 6 章	規則振動の理論	117
6.1	緒 言	117
6.2	規則振動発生機構	117
6.3	プラズマ中の高周波振動	124
6.4	結 論	136
オ 7 章	パルス探針法	137
7.1	緒 言	137

7.2	パルス探針法の原理	138
7.3	パルス探針法の補正	142
7.4	パルス探針法とプラズマ応答	147
7.5	結 論	157
結 言		158
謝 辞		160
参 考 文 献		161

内 容 概 説

本研究は昭和30年7月以降筆者が行なつて来た低圧放電に関する実験的研究のうち高周波振動に関する研究をまとめたものである。

オ1章は本研究の動機及びその工学的出発点を明らかにし、それに関連した低圧放電管内に於ける振動現象のうち、現在までに明らかにされた理論的並びに実験的研究について展望し、本研究のプラズマ物性に対する物理的並びに工学的意義を明らかにしている。また本研究に使用した各種測定法について述べている。

オ2章は螢光放電管で発生する高周波雑音の特性を明らかにしている。先づ螢光放電管の特殊条件をのべてから、一般的な放電空間の状態を数量的に明らかにして研究対象の概略を把握し、次に端子電圧波形の観察から高周波振動の存在を示し、これらの振動が陰極によることを明らかにした。また螢光電管の雑音強度、雑音防止の効果について統計的な測定結果を示し、更に高周波雑音を高周波振動によつて分類し、雑音特性が2つの型に分けられることを明らかにした。

オ3章は螢光放電管の高周波雑音の基本をなす不規則振動についての実験的研究を述べ、これに理論的考察を加えている。先づこの振動が発生するときの放電空間の状態をいろいろな手段によつて推察し、この振動の発生条件を明らかにした。またこれらの条件から振動の発生機構を考察し理論的検討を行なつた。

オ4章は陰極振動のなかで最も興味深い正弦波規則振動に関する実験的研究について述べている。先づ振動の特性について述べ、この振動と放電管の高周波特性とが関連することを示し、かつこれらの特性は主として放電管の陰極近傍の特性によることを明らかにした。更に傍熱型陰極に於ける実験によつてこの振動の発生条件をまのあたりに示し、加ふるにこの振動を人為的に発生し得ることを明らかにした。

オ5章はオ4章の実験結果から考案されたガス入り高周波発振管について述べている。先づこの放電管の構造特性を示し、発振条件を調べ、またこの放電管の応用の可能性を述べている。

オ6章は規則振動に対する理論的研究について述べている。先づ規則振動の発生条件たるグローの集束について考察し、この振動が集束プラズマの不安定性によることを示し、次いでプラズマ中の高周波振動の伝播特性についてイオンと中性ガス分子との衝突によつて振動が伝播することを提唱した。

オ7章は放電空間のパルス応答の実験から生まれた新しい探針法について述べている。

その原理はMott smith-Langmuir に負ふものであるが、極めて簡易な点が工学的利用に便である。この方法の実験的検討結果を記し、この方法の適用限界を明らかにした。

使用記号一覧

A, B, C	常数 また A は原子量 C はコンデンサを示す
A	ベクトルポテンシャル
a_s	S 粒子の音速
B	$\mu_0 H$
b_s	音波の周波数 ka_s
D	$\epsilon_0 E$
D_s	S 粒子の拡散係数
D_a	両極性拡散係数
E	電 界
$F(x), G(x), f(x), g(x)$	函 数
f	周 波 数
H	磁 界
I	直 流 電 流
i_L	交 流 放 電 電 流
i_s	陰極の温度飽和電流
j	$\sqrt{-1}$
j	電 流 密 度
k	波数ベクトル
k	$ k $
M	$m_s + m_t$
M_s	$m_s / m_s + m_t$
m_s	S 粒子の質量
n_s	S 粒子の密度
p	圧力テンソル
p	演算子記号
p_s	S 粒子の分圧
q	熱 流
R	抵 抗

r	半径 又は抵抗
T	絶 対 温 度
T_s	S 粒子の温度
u	系の平均速度
V	静電ポテンシャル
V_s	プラズマ電位
V_p	探 針 電 位
V_f	探針の浮動電位
V_p	浮動電位からの変化 $V_p - V_f$
v_s	S 粒子の速度
$\alpha, \beta, \gamma,$	無次元定数
e	自然対数の底
ϵ_0	真空の誘電率 $\epsilon_0 = (4\pi)^{-1} c^{-2} \cdot 10^7$
κ	ボルツマン常数
λ_D	デバイの長さ
μ	移 動 度
μ_0	真空の導磁率 $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$
ν	衝突周波数
ρ_s	S 粒子の質量密度 $\rho_s = n_s m_s$
σ_s	S 粒子の密度比 $\sigma_s = \rho_s / (\rho_s + \rho_t)$
ϕ	$e / \kappa T e$
ω	角 周 波 数
ω_1	$(e^2 n_1 / \epsilon_0 m_1)^{1/2}$

1.1 放電管に於ける振動現象

過去10年間に於ける螢光放電灯の普及振りはまことに見覚ましく家庭用照明としても著しい進出をなした。そのためこれから発生する高周波雑音、とくに放送波帯の雑音による受信障害は螢光放電灯の普及と歩度を同じくして増加し、昭和29年度には受信障害の全件数の65%程を螢光放電灯の雑音障害が占めるに至った。これに対する対策は昭和28年頃から郵政省電波技術審議会が中心となり各方面で測定調査が行なわれ、雑音の防止方策がとられた結果、昭和30年度以降は全障害件数の40%程度に激減したが、しかしなお雑音源別にみれば螢光放電灯雑音は他の雑音源を凌いで、才1位を保っている。それ故に螢光放電灯の発した高周波雑音による妨害を軽減するためには電気回路的に汙波するばかりでなく、振動の原因を探究し、振動を発生しない螢光放電灯を開発することが要望された。そのためには放電管内に於ける高周波振動の特性を調べ振動の発生条件を明らかにすることが必要である。

直流放電に於ける放電管内に振動が発生することは古くから知られていて、そのうちのいくつかは実験的にもまた理論的にも明らかにされている。振動の周波数は $10^3\text{C}/\text{S} \sim 10^9\text{C}/\text{S}$ の範囲にわたり広く分布しているが、それぞれの周波数帯で振動の機構を異にしており、また波形或いは周波数特性から、規則的な振動と不規則な振動或いは雑音に区別される。

規則的な振動として従来から研究されているものには、移動光条 (moving striation)、陽極振動及びプラズマ電子振動及びプラズマイオン振動がある。

不規則振動については実験的研究は極めて数多く幾多の測定が行なわれているが、理論的研究はいわゆる雑音についてののみ行なわれているのみで、それらの振動或いは雑音の機構を説明したものは未だみあたらない。

移動光条¹⁾は周波数は数 $1000\text{C}/\text{S} \sim$ 数 100C の陽光柱部の光の波動で勿論端子電圧にも振動は現われる。この振動は稀ガスに現われ易く、また発生には封入ガス圧力、放電電流の限界がある。波形は正弦波またはそれに近い波形で、その振動の機構は完全には解明されてはいないが、荷電粒子の発生消滅の繰返しの変動によるものと考えられている。陽極振動²⁾は陽極降下部の弛張振動であつて、その周期は $0.1 \sim 1\text{ms}$ 、振幅は 10V の程度である。勿論光の脈動を伴う。この振動は移動光条とも関連して発生機構にいろいろ

るな解釈が行なわれている。

以上2つの低周波振動に対し本質的には電荷或いは密度の振動で、荷電粒子の発生を伴わないプラズマイオン振動及びプラズマ電子振動が存在する。プラズマ電子振動³⁾の周波数は

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} = 8980 \sqrt{n_e} \quad (\text{C.G.S}) \quad (1.1)$$

で与えられる。一般の放電管では電子密度は $10^{10} \sim 10^{12} / \text{cm}^3$ であるから VHF ~ UHF の周波数となる。

イオン振動⁴⁾ はイオンの運動とその空間電荷を打消そうとする電子の運動によつて生ずるもので、いわばプラズマ質量密度の振動である。その周波数は

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2 n_i}{\epsilon_0 m_i}} \left(1 + \frac{1}{\lambda_D^2 k^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (1.2)$$

で与えられる。従つて波長が充分長い波動は

$$f = \frac{k}{2\pi} \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \quad (1.3)$$

すなわち音波となり、波長が短かくイオン温度が充分低い場合は

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2 n_i}{\epsilon_0 m_i}} \quad (1.4)$$

で与えられる。(1.4) は (1.1) の電子に関する量をイオンに関する量におきかえたものである。(1.4) によればイオン振動の周波数は MF ~ HF 帯になる。これらの周波数は Debye の長さと共にプラズマを特徴づけるものであつてプラズマの電気的特性を決定するパラメータである。

プラズマ電子振動の実在とその特性については多くの実験⁵⁾ が行なわれて、振動は陰極から出る電子ビーム(速度空間における)とプラズマとの相互作用によつて励起されることが明らかにされている。

プラズマイオン振動に関しては、その存在の予言にも拘らず実験的証明は久しく行なわれていなかったが、Hernqvist⁶⁾ によつて特殊な条件のもとにイオン振動の実在が示された。

不規則振動或いは特に雑音に関しては、以上のプラズマの集団的振舞いとは違った立場から研究が行なわれて来た。プラズマを微視的に見れば、電子、イオン及び中性ガス分子

が夫々相互間の衝突によつてエネルギーを交換しながら全くランダムな運動をしている。これらのランダムな運動のエネルギーは夫々の成分粒子の温度で定義されている。また放電は通電によつて保持されているから、荷電粒子の一方方向への流れが存在する。個々の荷電粒子は相互間或いは中性ガス分子との衝突によつて流れが中断される。これらの事態は抵抗体の雑音現象と全く同じである。従つて定常的な放電に於いて荷電粒子の発生消滅がない場合の雑音は、熱雑音及び電流雑音から成り

$$\langle i^2 \rangle_{AV} = \left\{ \frac{4\pi T_0}{R} + 4 \frac{I^2}{N} \frac{\nu (4\pi^2 f^2 + 3\nu^2)}{(4\pi^2 f^2 + \nu^2)^2} \right\} df \quad (1.5)$$

で与えられる。⁷⁾ 右辺の1項は熱雑音、2項は電流雑音を与える。

気中放電では荷電粒子のランダムな運動のほかに荷電粒子自身の発生消滅が繰返されている。この現象による雑音は一般の放電管については未だ明らかにされていないが、真空管に於ける電離雑音は理論的並びに実験的に研究されていて。⁸⁾ 雑音の等価陽極電流値 J は

$$J = \gamma m g p I^{5/3} T^{-1} \quad (1.6)$$

で与えられている。ここに γ はイオンの発生場所やイオン化能率等の函数である。

これらの理論は実験的にも検討が加えられているが (1.5) 式に関しては熱雑音の項は実験⁹⁾ とよく一致することが明らかにされている。しかし2項の電流雑音は実験条件にもより定量的な一致には至っていない。¹⁰⁾ 放電管の雑音は真空管よりパラメータが多く、また封入ガスの種類及び圧力によつて放電の様態を異にするから以上のような理想的な状態を基とした理論を直ちに適用することは出来ない。

以上の理論並びに理論に関連した実験のほかに放電管の不規則振動及び規則振動に関して数多くの観測¹¹⁾ が行なわれていて、端子電圧或いは探針に現われる程度の振動又は雑音は封入ガス圧の相等広い範囲に存在し、低ガス圧では一般に不規則振動となり、比較的高いガス圧の場合 (1 mm Hg \sim 10 mm Hg) は規則振動が発生し易いことが観察されている。¹²⁾

このように放電管の振動及び雑音の現象は古くから観測され且つ研究されて来たが、対象の複雑さのため他の分野に於ける程には完全には解明されていない。理論的な問題は記述する方程式が非線型偏微分方程式であり、本質的には対象が3成分多体問題である点に存在する。実験的な問題はガスの純度のみならず管壁、電極等の界面現象をも含みその上

測定手段。測定方法が厳しく制約されている点に存在する。

最近熱核融合反応を目標とする高温プラズマの研究が世界的に活潑になり、特に完全電離プラズマの研究が強力に推進されている。この研究に於ける当面の主題は高温プラズマの保持であるが、それらの実験の結果¹³⁾によれば、プラズマ中の集団運動の結果生ずる各種振動特にイオン波動、電磁流体波等¹⁴⁾の発生がプラズマ保持の障害となっていることが明らかにされている。しかしこれらの振動の発生の条件や諸特性は充分には解明されていない。このようなプラズマの不安定性はプラズマ物性の本質に根ざした現象としてプラズマ研究の中心課題の一つとなっている。

1.2 本研究の目的と意義

本研究は蛍光放電管の雑音特性の解明をその出発点としたもので、放電管に発生する主として放送波帯の雑音並びにその原因をなす振動の諸特性、発生条件及び発生の機構を明らかにすること目的としている。

この放送波帯から短波帯に於ける放電管の振動或いは高周波特性は1.1節でも述べたように低周波領域或いはマイクロ波領域に於ける程には研究されていない。しかし高周波に対するプラズマ或いは放電管の振舞いは最近計数管ステツプ管等の応答時間、電子交換に於ける通路路としてのインピーダンス等の工学的見地のみならず、プローブ計測速度の増大、プラズマとシースの動特性等の基礎的見地からも多くの興味をもたれるようになった。本研究の進展の過程に於いて放電管の高周波特性の測定を行ないいくつかの成果を得た。また振動の発生条件、発生の機構を明らかにし、更に新しい高周波発振管を考案した。これらは今後の放電管の高周波に対する応用並びにプラズマ物性研究に関連をもつものと思われる。

1.3 本研究に使用した測定法及び資料

- (1) 雑音測定 電波技術審議会の答申¹⁵⁾に基づいた回路及び測定器(NHK IV型雑音測定器)を使用した。才1, ↑図にその回路を示す。
- (2) 周波数測定 各種の方法を併用した。その方法を列挙すれば
 - (a) シンクロスコープ
 - (b) 雑音測定器
 - (c) ラジオ受信機と標準信号発生器
 - (d) 波長計等である。
- (3) インピーダンス測定 無測2801型高周波インピーダンスブリッジを用いた。測定周波数は0.1~5 MCである。
- (4) 探針測定法¹⁶⁾ 定常放電の場合は通常のPlot by plotの方法をとった。

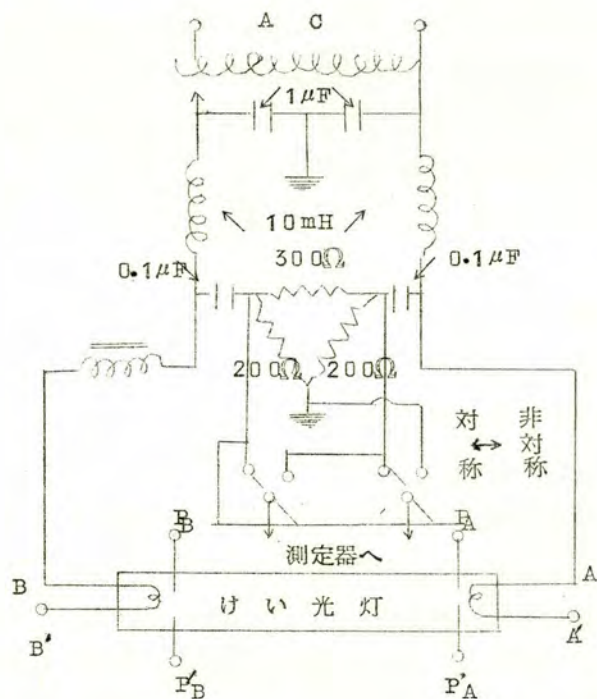
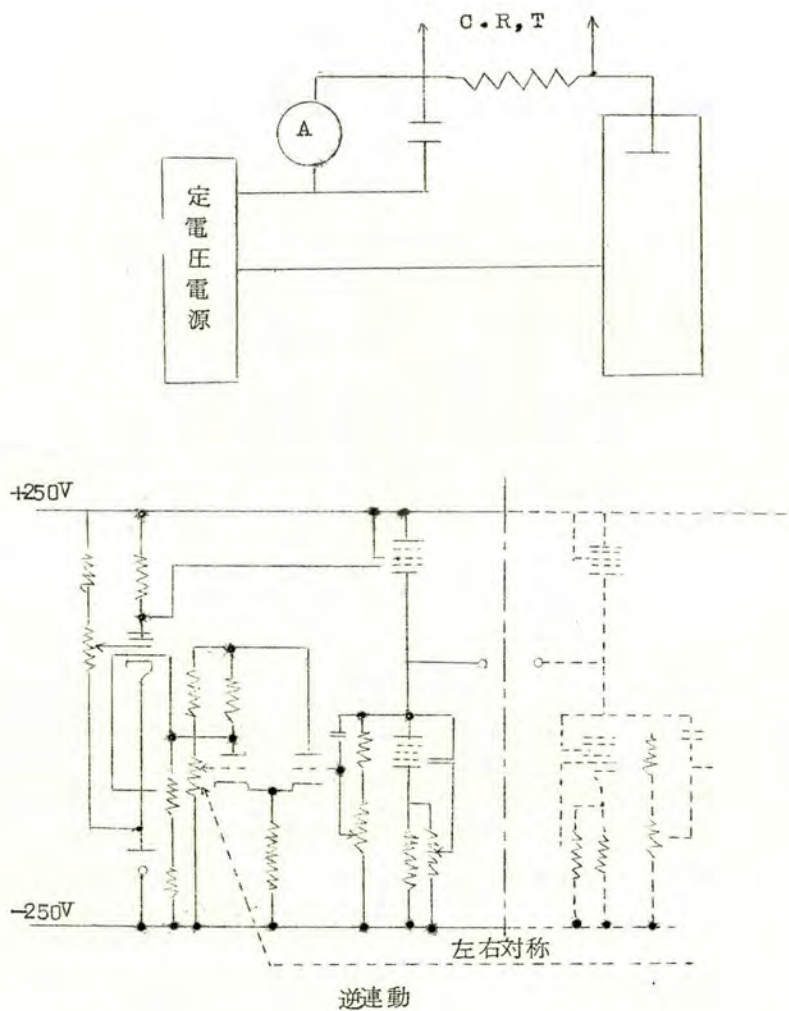


図 1.1 蛍光放電管の雑音測定回路

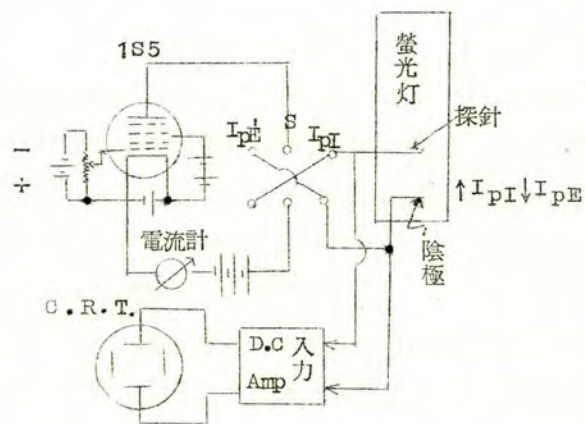


オ 1.2 図 定電圧探針測定回路及び定電圧電源回路

交流放電の場合の如く、変動する放電空間に対しては定電圧プローブ又は定電流プローブ¹⁷⁾を使用した。

オ 1.2 図及びオ 1.3 図にそれぞれの方法を示す。

- (5) 光守的測定法 3.2.3 に述べる
- (6) 測定資料 オ 2 章の測定値は一般の市販蛍光放電管によるものである。オ



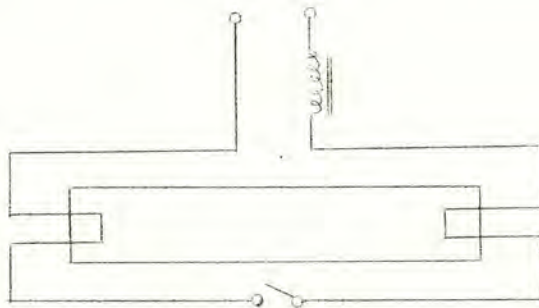
才 1 . 3 図 定電流探針測定回路

3章以降の供試放電管は特に記さない限り螢光体を塗布していない20ワット型の標準の放電管である。このため3.2.3節及び4.4節の光学的測定に於いては螢光体からの光は全く存在しない。

2.1 螢光放電管の放電空間

螢光放電管は長い陽光柱をもつ熱陰極放電管の一種であつて、封入される気体は数 mm Hg の主としてアルゴン或は他の稀有ガス及び水銀蒸気であり、水銀は通常の使用状態では液相と気相が平衡している。従つて水銀は飽和蒸気圧を示す。放電の様式としては混合気体の熱陰極低気圧アーク放電に属し、直流放電及び交流放電の大部分の位相に於て放電空間は負グロー、ファラデー暗部、陽光柱及び陽極グローより成る。使用される陰極はタングステンの二重コイル或は三重コイルに BaO ・ CaO ・ SrO を塗布したものが大部分であるが特殊な目的には真空管と同じ傍熱型陰極が用いられる。陽極としては陰極の支持線を代用するか、或は支持線の延長又はそれに熔接した線状、又は板状陽極を用いる。管の両端の電極は同じ形状をもち、交互に陽極及び陰極として動作する。螢光灯の陰極は傍熱型を除いては起動時以外は一般に外部に陰極加熱回路をもたず、電子放射は放電電流による自己加熱によつて行われる。このため陰極フィラメント上に陰極輝点を生じ、そのまわりを負グローが包む。負グローの陰極に接する所の暗部は視覚では認められないがここに陰極降下が存在する。陰極点の保持の熱源はイオンの陰極衝撃エネルギーであるから、このイオン衝撃による陰極物質の飛散及びバリウムの蒸発のため、陰極酸化物は漸次消耗してゆき、陰極点はフィラメント上を移行する。

最も一般的な螢光放電管の点灯回路はオ 2.1 図に示す予熱起動回路であるから、放電中は陰極フィラメントの一端が電源に接続されている。従つて放電電流が 0 でない任意の時刻に於ける陰極の状態はオ 2.2 図の如く電流は放電空間より陰極点に流れ込みフィラメント及び支持線を通じて電源に帰る。



オ 2.1 図 予熱型点灯回路

この陰極点の位置は最少発熱の原理により

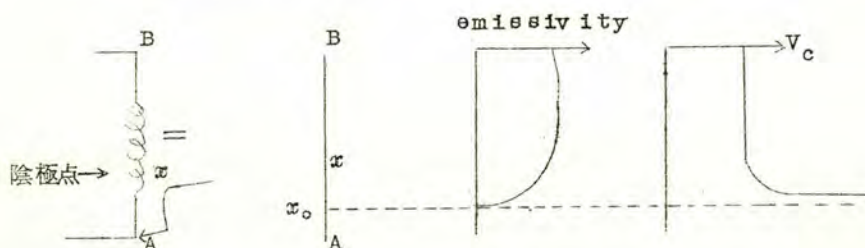


図 2.2

$$W = i^2 \int_0^x \rho(\xi) d\xi + i V_c(i, x) \quad (2.1)$$

なる W を最少にする x の値をとる。ここに $\rho(x)$ はフィラメントの単位長当りの抵抗である。 V_c は陰極点の温度。放電電流及び熱電子放射能から決まる陰極降下で、今の場合陰極点の温度及び熱電子放射能はフィラメント上の陰極点の位置の函数になるから V_c は x, i の函数となる。今フィラメントの端から陰極点までの間は温度一定と仮定すれば $\rho(x) = \rho$ 故に (2.1) より

$$i^2 \rho + i \frac{\partial V_c}{\partial x} = 0 \quad (2.2)$$

これを定性的に図示すれば図 2.3 の如く陰極点は電源側の端に近い位置を占める。

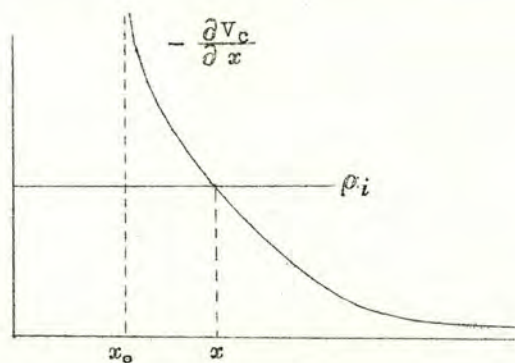


図 2.3

V_c は i の函数でもあるから電流によつてもその位置を変え電流が大きいときは電源側へ、小さい時は他の側へ移行する。酸化物が存在しない長さ x_c は点灯時間と共に長くなり、従つて陰極点の位置は寿命と共に電源側から他の端に向つて移動する。このような陰極点の略規則的な移動は他の熱陰極放電管では見られない螢光放電管独特の現象であつて、螢光放電灯の諸現象を説明する上の基本的な概念である。

陰極点の運動は上へ述べた略規則的な移動のまわりに常に小さなゆらぎをする。このゆらぎは熱電子放射能の時間的变化によるものであるが、フィラメント上の温度分布から制限されてその長さはフィラメントの小コイルの2~3ターン程度である。このように螢光灯の陰極点は水銀整流器ほどではないが、常にその位置を変えている故。放電空間の状態は常に変動している。しかし変動の周期は秒乃至分の程度であるから、内部の振動そのものには本質的な影響をもたないが測定精度の上に相当な影響を及ぼす。

螢光放電管の放電空間は2~5 mm Hg の A_r 又は他の稀有ガスと飽和蒸気圧の水銀蒸気³⁾ 温度

放電電流 (A)	陽 光 柱		負 グ ロ ー	
	$n_e (cm^{-3})$	$T_e (ok)$	$n_e (cm^{-3})$	$T_e (ok)$
直 流	Q1	1.5×10^{11}	7000	5×10^{11}
	Q2	3×10^{11}	7500	10×10^{11}
	Q3	4.5×10^{11}	8600	15×10^{11}
交流	Q36	$1 \sim 6 \times 10^{11}$	$1.2 \sim 1.5 \times 10^4$	13×10^{11}
				23000

第2.1表(b) 種々のイオンの300 kl mm Hg における移動度及び衝突周波数

イオン	ガス μ	$\mu (cm^2 Volt-sec)$	$\nu (c/s)$ ⁽³⁾	$D_{acm^2 sec}$
H_e^+	H_e	9200(1)	2.6×10^7	520 ~ 550
A_r^+	A_r	1460(1)	1.65×10^7	
H_g^+	H_g	1430(2)	0.62×10^7	

(1) L.S.Frost: Phys.Rev., 105, 354, (1957)

(2) L.M.Chain & M.A.Biondi: Phys.Rev 107, 1219, (1957)

(3) μ より筆者が計算した。

(4) M.A.Biondi & S.C.Brown, Phys.Rev.75, 1700(1949)

以上 S.C.Brown: Basic Data of Plasma Physics (John Wiley & Sons Inc. Technology Press of the M.I.T 1st Ed 1959)より再録した。

及びそれらのイオン及び電子より成る放電空間の諸量の代表的な数値を第2.1表に示す。

2.2 螢光放電管の放電波形及び振動

螢光放電管は他の放電管と同じく、数百サイクル以下では負抵抗特性をもつ非線型回路素子である。交流で放電したときの端子電圧波形及び電流波形は写真2.1の如く、電圧波形は梯形波に近く電流波形は正弦波の少し歪んだ形となる。この電流波形は端子電圧波形を適当に近似（矩形波又は梯形波）することによりオーム2種の断続回路²⁰⁾として取扱い解析的に求めることが出来るが、電圧波形は放電管内の放電の素過程によつて定まり電気回路的に記述することは出来ない。この電圧波形から交流放電に於ける螢光放電管の放電空間の状態は次の3つの部分に分けて考えると便利である。

1) 波頭部（再点弧部）端子電圧が0から立上つて尖頭値をすぎ傾斜が一定な部分に入るまでの期間を指す。この急峻な電圧の立上りの部分は通常再起電圧（recovery voltage）²¹⁾と呼ばれている。放電電流はこの期間0から増大し始める。電圧の立上りの峻度は電源電圧及び回路常数によつて主に定まるが、螢光放電管の如く熱陰極低圧放電管では残留イオン及び熱電子の存在のため、わずかな端子電圧によつても空間電荷の再分布が行われるから現象は複雑になり、波形の上でも写真2.2に示すように陰極点の特性に応じた段階が現われる。この部分については後節で詳述する。

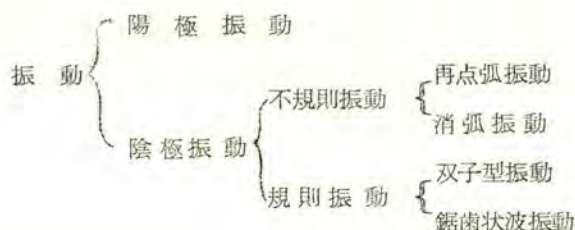
2) 波腹部 端子電圧の尖頭値を過ぎてから略一定の傾斜をもつ部分を指す。この部分は既に空間電荷及び電位の再分布は完成し、放電電流の大きさは変化するが放電空間の状態は直流放電の場合と同じで本質的な差違はなく、陰極は温度飽和領域で動作している。陽極振動はこの部分に限り発生する。この電圧の傾斜は封入稀有ガスの圧力によつて変化するから封入圧力推定法として利用出来る。

3) 波尾部（消弧部）波腹部に続いて比較的急に端子電圧が低下する部分を指す、この後に電流が逆転し次の半サイクルの波頭部が続く。

端子電圧波形には一般に高周波振動が重畳している。これを0Rの微分回路（高域濾波器）を通して低周波成分を除くと写真2.3(b)の如き波形が得られる。これをもとの端子電圧波形写真2.3(a)と比較すると、波頭部と波尾部に一つづつと波腹部に2つ一對の振動が存在することが明らかとなる。又往々にして波頭部から波腹部にかけて鋸齒状波の振動が発生する。これらの振動を発生する位相、波形等によつて夫々再点弧振動、消弧振動²²⁾、双子型振動²³⁾及び鋸齒状波振動と呼ぶ。再点弧振動と消弧振動は交流点灯の際必ず発生するものであるが、双子型振動及び鋸齒状波振動は時として発生しない場合がある。一般に製造直後から点灯後1000時間程度までは、双子型振動及び鋸齒状波振動の発生は

皆無ではないが、比較的数が少い。しかしそれ以後になると発生する事例が多くなる。

陽極振動以外の振動はすべて陰極近傍の放電空間で発生するものであるから、これらを陰極振動と呼ぶことにする。この振動が陰極の特性によるものであることは、片方の電極の接続端の交換、外部から加えた諸条件の変化等によってその電極が陰極として動作する半周期の振動のみが変化することから容易に確かめられる。再点弧振動及び消弧振動はランダムな波形をなし双子型振動や鋸歯状波振動の規則的な波形と対比し得る。螢光放電管に発生する振動を分類すれば次のごとくなる。



螢光放電管の発生する高周波雑音（放送周波帯以上）の原因は上に挙げた各種の振動がその原因であることは想像するに難くない。このうち陽極振動は振動10V程度の弛張振動で高調波成分も比較的多く含むにも拘らず、基本周波数が数kHzと低い為高周波雑音には大した寄与はしない。写真2.4及び写真2.5は夫々不規則振動及び規則振動の受信機検波出力を示すもので、共に陰極振動が強勢で陽極振動は殆ど問題にならないことが明らかである。従つて螢光放電管の高周波雑音の原因は陰極振動にあることは明らかである。

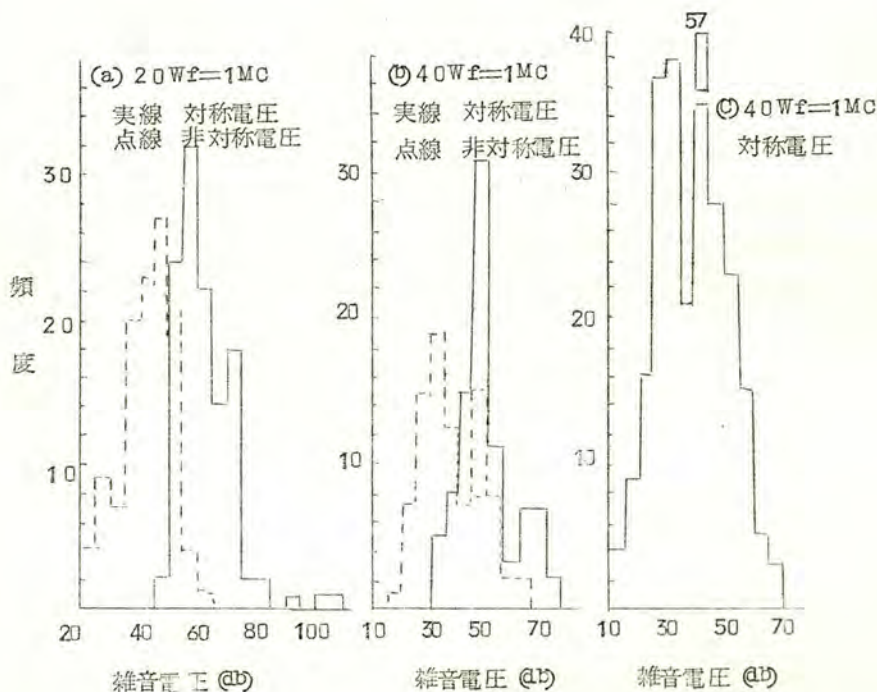
2.3 螢光放電管の高周波雑音特性

2.3.1 螢光放電管の雑音強度、雑音防止法及びその効果

螢光放電管の高周波雑音は2.2に述べたように異なつた振動の単独又は重畳したものであるから、雑音強度は個々の管球により又点灯時間により大巾な差異をもつ。

こゝでは雑音の原因には触れないで螢光放電管雑音の統計的性質を述べる。

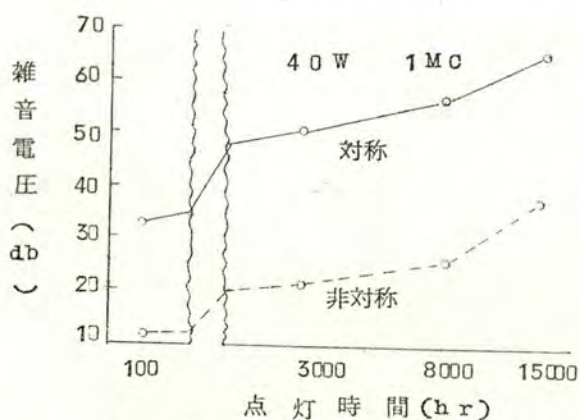
1) 雑音強度 新しい螢光放電管を定格値で放電した場合の雑音電圧の頻度曲線は才2.4図(a),(b),(c)に示すように正規分布あるいはそれに近い形をもつ。(a),(b)は同一安定器に対して螢光放電管を交換して測定した結果であり、(c)は螢光放電管及び安定器の組合せを種々変えた場合で、しかもグロースタータに附属したコンデンサを除外していない場合の測定結果である。この結果から次のことが推定される。



才 2・4 図 新品のけい光灯を定格値で点灯した場合の 1MC における雑音電圧の頻度曲線

- (1) 雑音電圧の平均値は 40 W 管球では対称電圧約 50 dB, 非対称電圧約 38 dB, 20 W 管球では対称電圧約 62 dB, 非対称電圧約 43 dB で 40 W より 20 W 管球の方が雑音電圧が高い。
- (2) 対称電圧の方が非対称電圧より高い。
- (3) 雑音電圧の暫定許容値は放送波帯に於て対称電圧 40 dB, 非対称電圧 50 dB であるから, 蛍光放電管の対称雑音電圧は許容値を越えるものが大部分であり, 従って何らかの雑音防止措置を必要とする。(1)に挙げた雑音電圧平均値は其の後数回の他の標本について行われた測定の結果と一致するから, 市販蛍光放電灯の雑音電圧の母平均に充分近い値である。

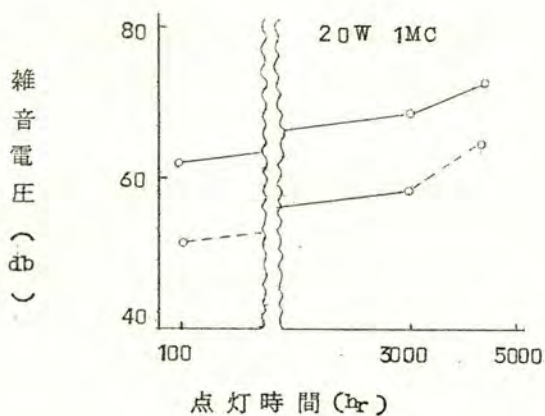
雑音電圧は点灯時間と共に一般に増加する傾向をもつ。才 2・5 図は 40 W 5 本について寿命試験に伴った測定結果の一例である。才 2・6 図は 20 W について夫々別々の点灯



才 2.5 図 点灯時間と雑音電圧の関係 (40 W)

時間の異なる蛍光放電管の測定結果の平均値を示すものである。

2) 雑音防止法及びその効果 雑音を除去又は軽減する為にはその原因たる陰極振動を停止させるか、或は適当な濾波器によつて高周波成分をバイパスすればよい。蛍光放電管に対し最も簡易で且つ有効な方法は、蛍光放電灯の端子間に管球に並列にコンデンサを接続することである。このコンデンサを以下並列コンデンサと呼ぶ。才 2.7 図にその回路を示し、才 2.2 表に並列コンデンサの防止効果の測定結果を示す。



才 2.6 図 点灯時間と雑音電圧の関係 (20 W)

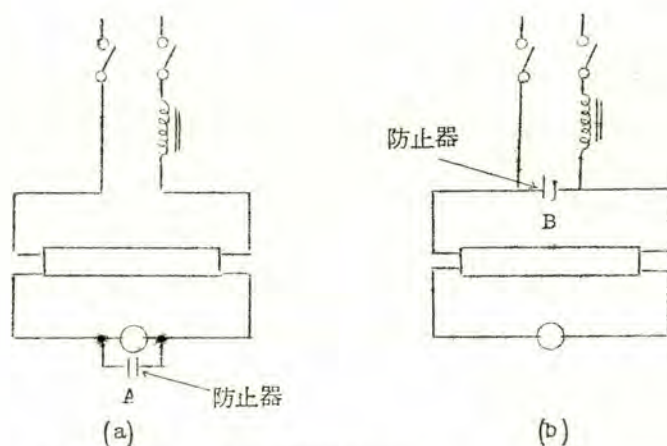


図 2.7 防止器接続方法

このように並列コンデンサ $0.01 \mu\text{F}$ の接続によつて 30 dB 程度の雑音防止効果は充分得られる。それ故大部分の蛍光放電管の雑音は対称電圧，非対称電圧とも許容値以下にすることが出来るが，中には極く少数ではあるがこの程度の容量では許容値以下にならないものも存在する。並列コンデンサの防止効果は一般に容量を増加するにつれて大きくなるが， $0.005 \sim 0.01 \mu\text{F}$ 以上では防止効果に大差はなく， $0.1 \mu\text{F}$ まで増加しても $0.01 \mu\text{F}$ のときより $2 \sim 3 \text{ dB}$ 程度しか改善されない。最近のように防止器付灯具が普及すれば電界強度の強い地方で蛍光放電管雑音は先づ大して問題にならないが，弱電界地方ではたとひ許容値以下であつても S/N は悪くなり一層の雑音軽減が要求される場合が多い。特に寿命末期になると雑音は増加するから一応 JIS に定められた $0.01 \mu\text{F}$ という値について再検討が要望されるようになった。しかし並列容量の増加によつて蛍光放電管の寿命に影響を与えることが考えられるので，予備実験を経て目下本実験を行ないつゝある。

蛍光放電管の雑音防止対策は上に述べた並列コンデンサのみではなく灯具と電源との接続端子に適当なフィルタを挿入すればよい。しかしそれ単独の効果は並列コンデンサに及ばず一般には並列コンデンサを接続した上に更に附加して使用すべきである。このフィルタとして $0.1 \sim 1 \mu\text{F}$ 程度のコンデンサが最もよく用いられ，これでも並列コンデンサの効果の上に $10 \sim 20 \text{ dB}$ の防止効果が得られる。雑音を極力抑制したい場合はフィルタと

してLCのL型又は π 型濾波器を接続すれば、雑音電圧を20db 以下にすることも可能である。しかしこの場合は通信機のフィルタと違い配電線のインピーダンスは時間によっても、又場所によっても異なるから、LCの値を一般的に決めることは出来ないが、一応 $L \doteq 1 \text{ mH}$, $C \doteq 0.01 \sim 0.1 \mu\text{F}$ 程度のL型フィルタで充分である。

以上螢灯放電管の雑音の強度及び雑音防止法とその効果の概略を述べたが、雑音の諸特性は極めて複雑な様相を呈する。しかしこれをその原因たる陰極振動の種類によつて分離して測定すれば以下に示すように夫々規則性をもつての雑音の型に分けられる。

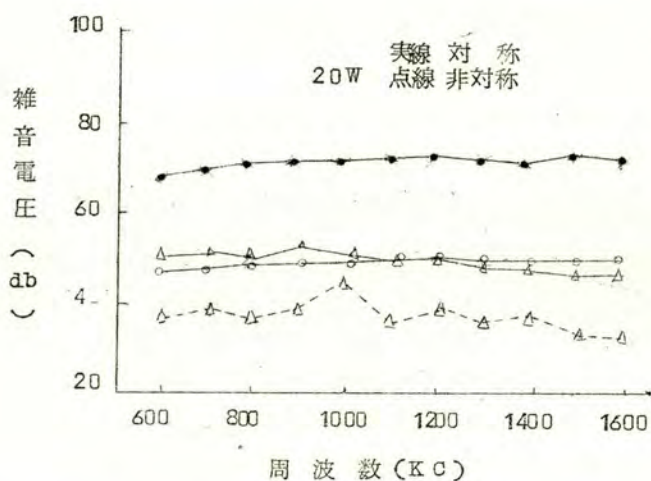
第2.2表 並列コンデンサの防止効果 ($f=1 \text{ MC}$, 95%推定値)

		並列コンデンサ (μF)	$C=0$	$C=0.001$	$C=0.005$	$C=0.01$
40 W	雑音 対 称		51.5 ± 3.8	37.5 ± 3.6	22.1 ± 2.0	
	電圧 (db) 非 対 称		28.9 ± 3.6	34.4 ± 2.1	22.5 ± 1.8	
	防 止 対 称			14.0 ± 2.6	29.4 ± 3.4	
	効果 (db) 非 対 称			4.5 ± 3.2	6.4 ± 3.2	
20 W	雑音 対 称		62.3 ± 7.2	46.9 ± 8.4	33.0 ± 9.0	31.6 ± 9.0
	電圧 (db) 非 対 称		51.4 ± 7.2	38.1 ± 7.4	29.0 ± 6.3	28.0 ± 6.7
	防 止 対 称			15.4 ± 5.2	29.3 ± 5.9	30.7 ± 5.6
	効果 (db) 非 対 称			13.3 ± 4.6	22.4 ± 4.6	29.4 ± 4.6

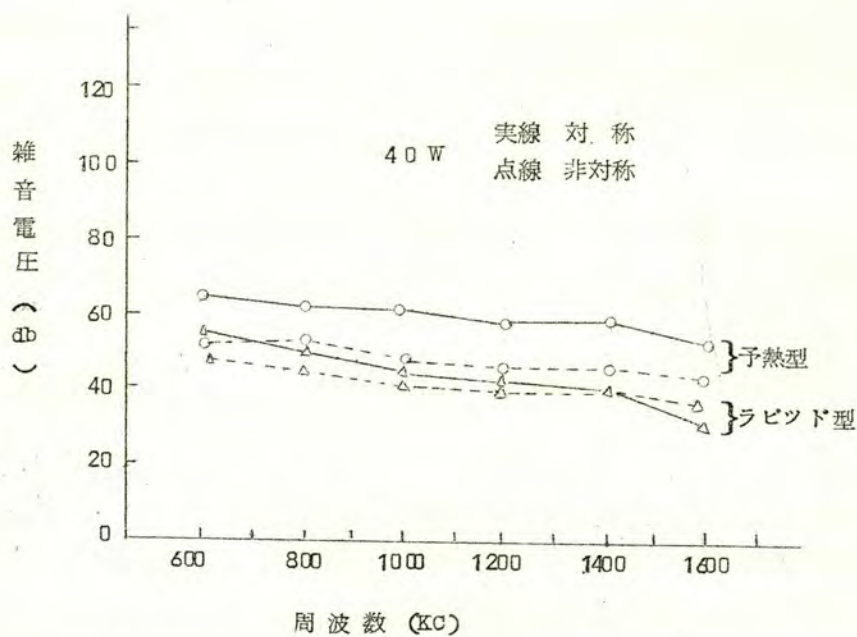
2.3.2 再点弧及び消弧雑音の特性

再点弧及び消弧雑音は交流放電に於て必ず発生するもので、螢光放電管雑音の基本的なものである。

- (1) 周波数特性 放送波帯に於ては $\sigma 2.8$ 図, $\sigma 2.9$ 図に示すように、平坦か或は周波数が高くなるにつれて減少する特性を示す。これより再点弧及び消弧振動は高調波成分の多いランダムな波形をもつことが明らかである。
- (2) 電源電圧の影響 電源電圧の変動により放電電流は大きく変化するが、雑音電圧は $\sigma 2.10$ 図に示すように殆ど変化しない。
- (3) 周囲温度の影響 管壁温度に対する雑音電圧の変化の1例を $\sigma 2.11$ 図に示す。



オ 2・8 図 再点弧雑音の周波数特性 (20W)



オ 2・9 図 再点弧雑音の周波数特性 (40W)

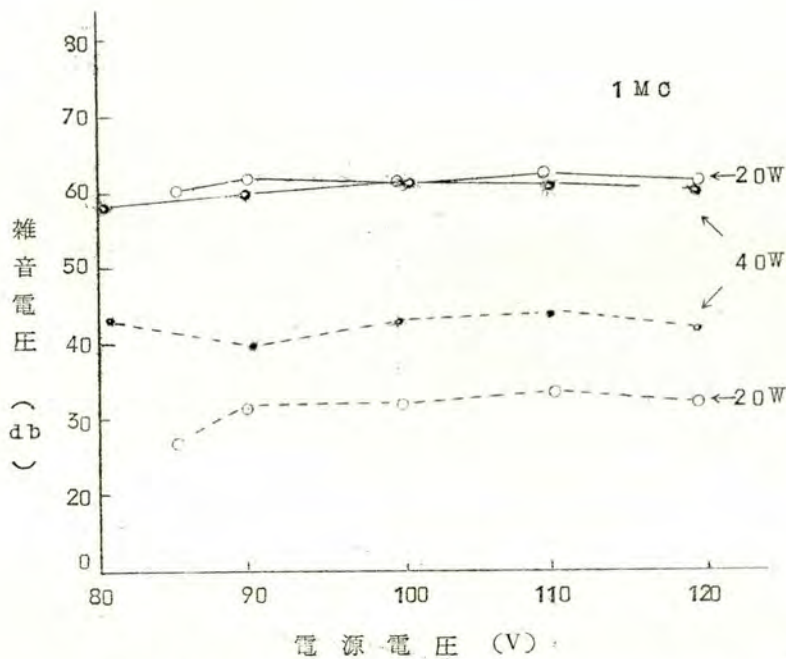


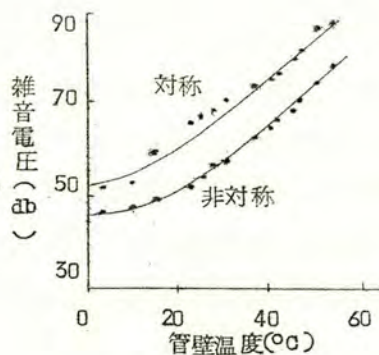
図 2.10 再点弧雑音に対する電源電圧の影響

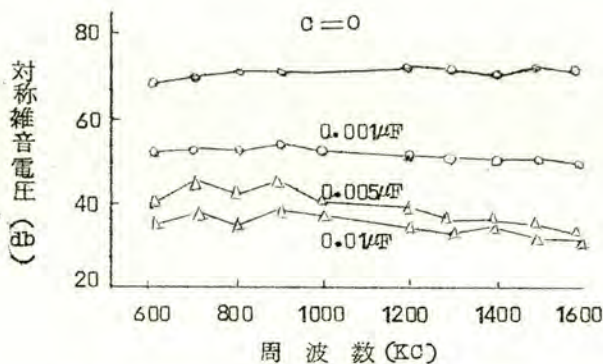
水銀蒸気圧は温度によつて変化するのでこの結果は雑音に対し水銀の寄与が大きいことを示している。

(4) 並列コンデンサの防止効果 並列コンデンサの容量を増加するにつれて雑音電圧は周波数について略一様に減少する、図 2.12 は測定結果の 1 例である。

図 2.11

再点弧雑音に対する管壁温度の影響



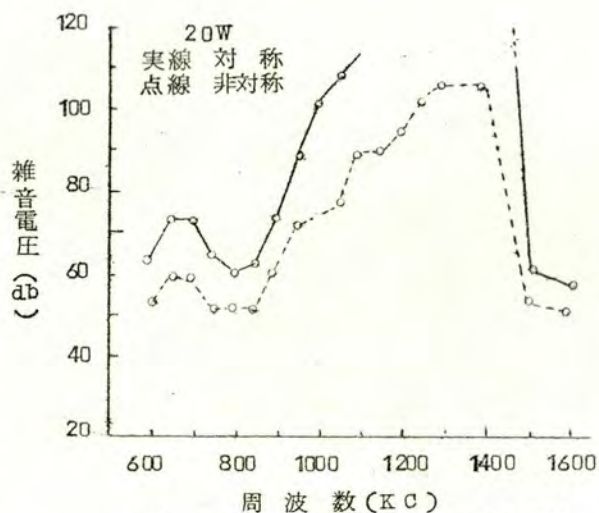


オ 2 . 1 2 図 再点弧雑音に対する並列コンデンサの防止効果

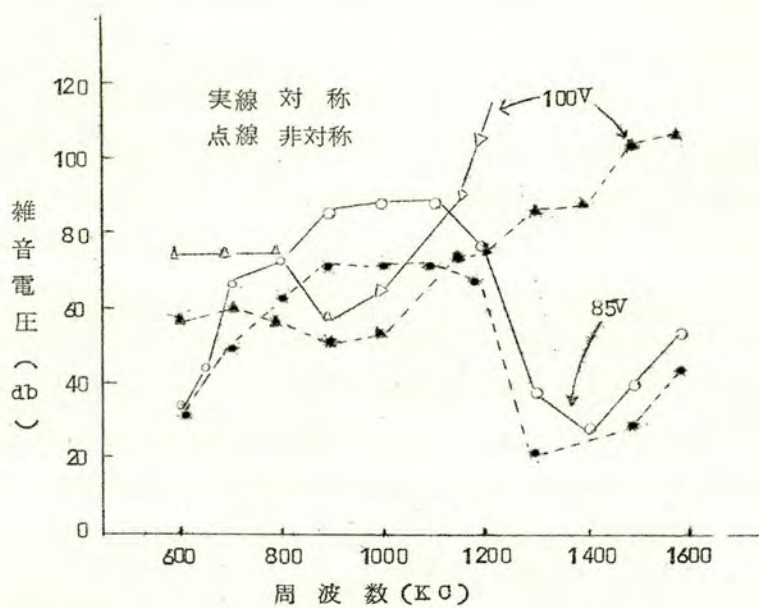
2 . 3 . 3 双子型雑音の特性

交流放電の場合双子型振動は単独では発生せず必ず再点弧振動及び消弧振動を伴う。雑音測定は準尖頭値を測るのであるから双子型雑音の測定は双子型振動が再点弧及び消弧振動より強勢の場合に限られる。

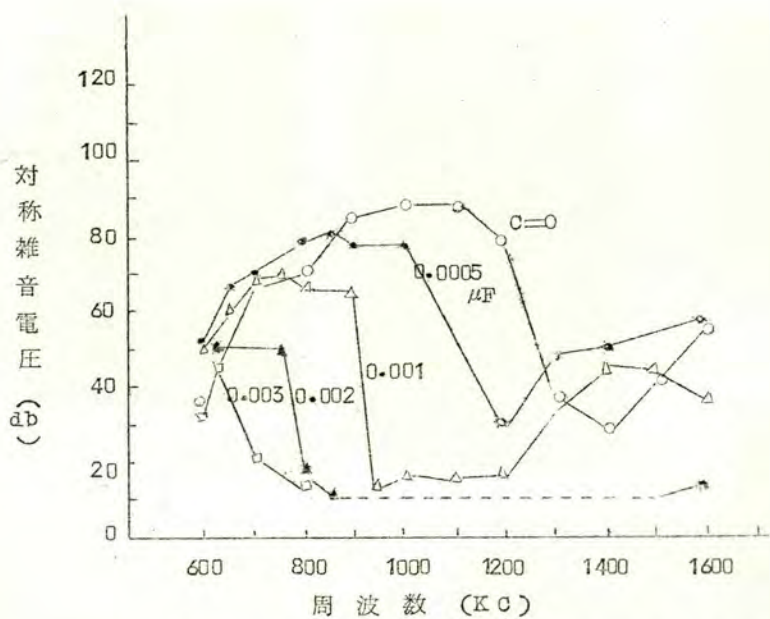
- (1) 周波数特性 双子型雑音の周波数特性は再点弧雑音のそれとは異なり、オ 2 . 1 3 図に1例を示すように或る周波数で大きなピークをもつ。これが双子型雑音の特徴であって、これからも双子型振動が正弦波に近い規則的な波形をもつことが明らかである。
- (2) 電源電圧の影響 オ 2 . 1 4 図に示すように電源電圧の上昇即ち放電電流の増加によつて周波数特性は高い方にずれ、ピークの位置が移動する。しかしこの例の如き変化が常に現れるわけではなく、電源電圧の変動によつて振動が消滅することがある。何れにしても再点弧雑音とは著しく特性を異にする。
- (3) 並列コンデンサの防止効果 オ 2 . 1 5 図及びオ 2 . 1 6 図に例示する如く、コンデンサ容量の増加についてピークの周波数は低い方に移行し且つその強度を減ずる。それ故ピークより高い周波数では防止効果は著しいが、ピークより低い周波数では小容量のコンデンサでは逆に雑音が増加する場合があり得る。



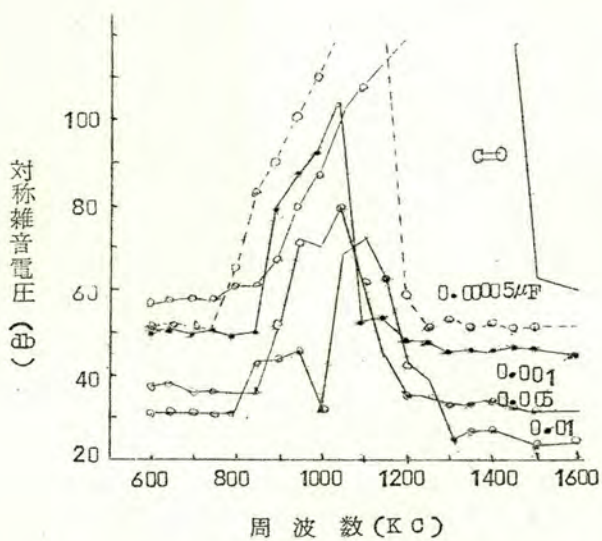
才 2 - 1 3 図 双子型雑音の周波数特性



才 2 - 1 4 図 双子型雑音に対する電源電圧の影響



オ 2 . 1 5 図 双子型雑音に対する並列コンデンサの防止効果例 1



オ 2 . 1 6 図 双子型雑音に対する並列コンデンサの防止効果例 2



写真 2.1 蛍光放電管の
電圧、電流波形

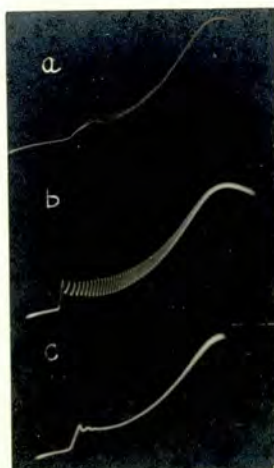


写真 2.2 波頭部の波形

- a) 点灯初期
- b) 点灯中期
- c) 点灯末期



写真 2.3 端子電圧波形

とその微分波形

- 1: 角変弧振動 (WTR)
- 2: 消弧振動 (CE)
- 3: 双子型振動 (DT)
- 4: 陽極振動

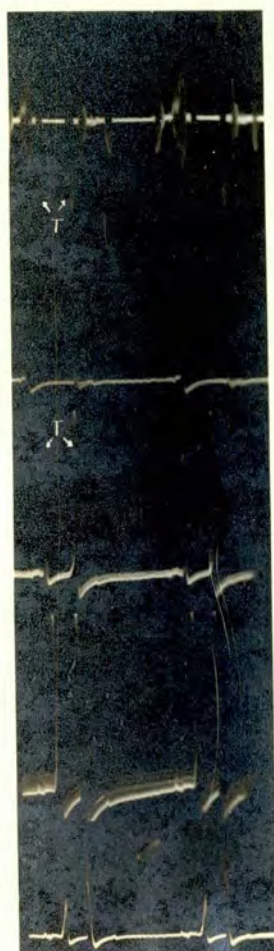


写真 2.5 双子型雑音の
受信機検波出力波形

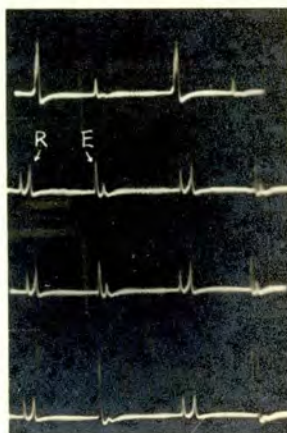


写真 2.4 角変弧及び消弧
雑音の受信機検波出力
波形

3.1 緒 言

螢光放電管を交流で放電する際、各半サイクルの波頭部及び波尾部に必らず高周波の不規則な振動が発生する。この振動が螢光放電管の高周波雑音の基幹をなしていることは2.2で述べた。再点弧振動及び消弧振動に関しては既にCul p,²²⁾三浦氏²⁶⁾等の研究があるが、発生条件及び発生機構については推測が多く定量的な結論は得られていない。

Cul pは主として回転鏡を使用して交流放電に於ける放電空間の発光状態の時間的、空間的变化を観測し、再点弧振動の発生する時期は半サイクルの初期に於て、負グローを生じこれが陰極点に近づいて且つ接する時であることを見出し、この時期は、グロー放電からアーク放電に移行する過度状態であつて、陰極の電子放射の機構が熱電子放射からイオン衝撃になるとき再点弧振動が始まるとし、振動の原因は陰極前面のイオンの空間電荷の急激な集積であると結論している。

三浦氏は波形の観察から再点弧振動は規則的な弛張振動であり、本質的には一種の間欠放電であつて、その発生条件が波頭部の過渡状態に於て満足されるものとした。

これらの研究は振動の発生条件を把握する上に多くの指唆を含むもので、筆者は更にいくつかの実験を重ね再点弧振動の発生条件を明らかにすることが出来た。その結果、この振動は交流放電特有の現象ではなく、直流放電に於て再現出来ることが判明した。

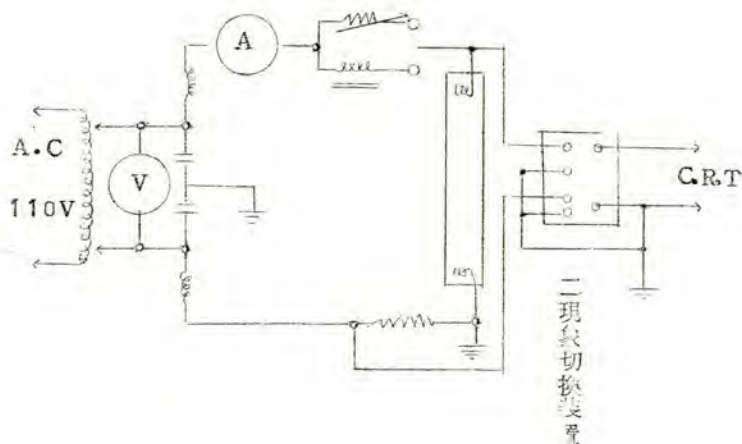
3.2 振動の発生条件

3.2.1 振動発生位相及び持続時間 再点弧振動が何時始まつて何時終るかはこの振動の発生条件や発生機構を知る上に重大である。この振動の発生時間は波頭部の1~2 msecの間であるからブラウン管オシロスコープに時間軸発生器を附加し一回の回路によつて波頭部を拡大観測した。

(1) 回路条件（バラスト）の影響 螢光放電管の安定限流器としていわゆるチョークコイルと純抵抗を夫々使用した場合、写真3, 1に例示するように実効電流は同じであつても振動の持続時間は異なり、チョークコイルの場合は短かく、抵抗の場合は長くなる。この原因は写真から明らかな通り波頭部の長さに存在する。チョークバラストの場合はインダクタンス及び分布容量による再起電圧の為再点弧は速やかに完成するが、抵抗バラストではこの再起電圧が無く電源電圧の上昇速度に制限される為再点弧に要する時間は長くなる。

(2) 放電電流の影響 チョークバラストに於て電源電圧を変化して放電電流を変えると、電流の増加に伴って振動の持続時間は長くなる。

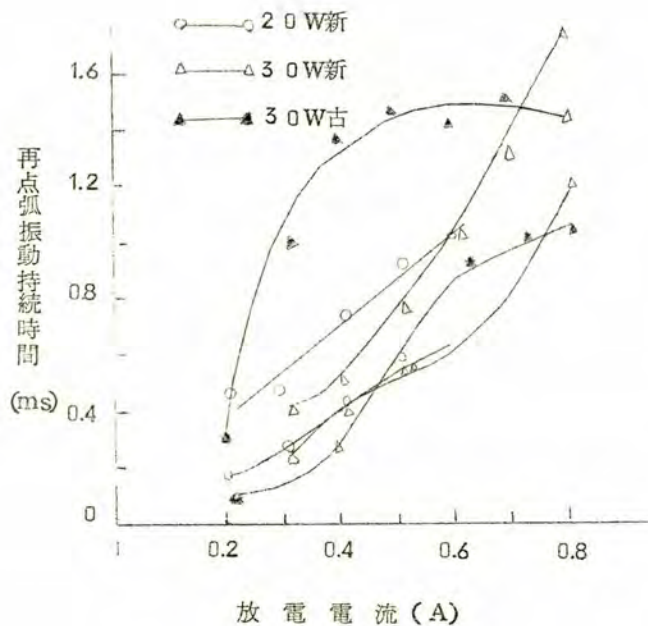
オ 3, 2 図は測定結果である。



オ 3, 1 図

回路常数が一定の場合再点弧に要する時間は電源電圧が高い程短くなる。従つて再点弧振動の発生期間を再点弧が完成するまでと考えると測定結果と矛盾する。従つて再点弧振動の発生条件は再点弧期間或いは放電部の長さとは無関係と考えねばならない。

(3) 直流補助放電の影響 オ 3, 3 図の回路によつて一方の電極に対し交流放電に直流放電を重ねれば、その電極が交流放電に対して陰極として動作するときの再点弧振動及び消弧振動は重畳の割合によつて発生する位相を変える。写真 3, 2 はそのときの変化の模様を示すものである。その結果は次のように説明される。オ 3, 4 図に於て i_L を交流放電電流 I_{A0} I_{A1} I_{A2} を直流放電電流とすれば直流電流の増加と共に全陰極電流が 0 となる位置 R, E は中央に寄り、遂には一致し、それ以上の直流電流では全陰極電流は方向を変えなくなる。従つて再点弧振動及び消弧振動は陰極電流が 0 の近くのとき即ち電流



才3, 2図 放電電流と振動持続時間の関係

が小さいとき発生することが判明する。この事実により再点弧及び消弧振動は陰極近傍の放電空間によって規定され、陽光柱の再点弧等には無関係であることが証明された。

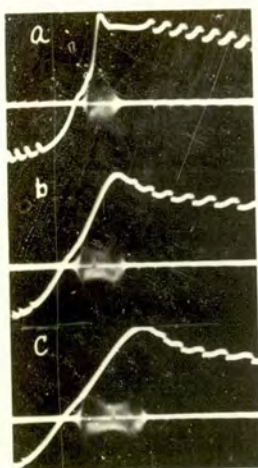


写真 3.1 不規則振動
に対する外部回路の影響
 $I_L = 0.3A$
a: 43-7 バラスト
b: 抵抗 バラスト R 大
c: 抵抗 バラスト R 小

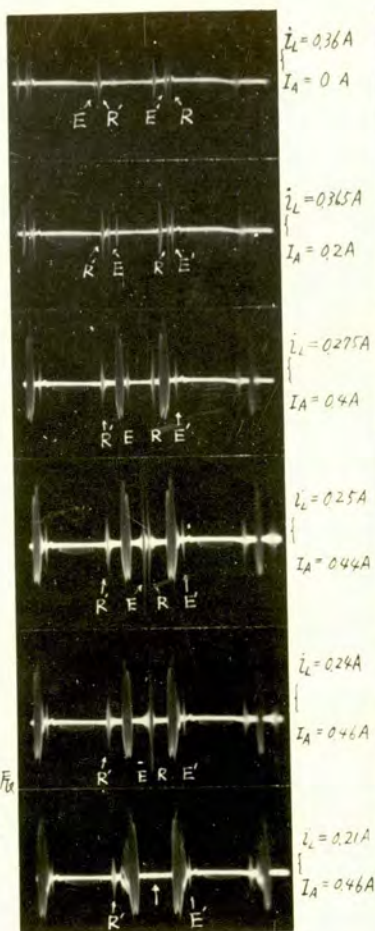


写真 3.2 再発弧及び消弧振
動に対する直流補助放電
の影響

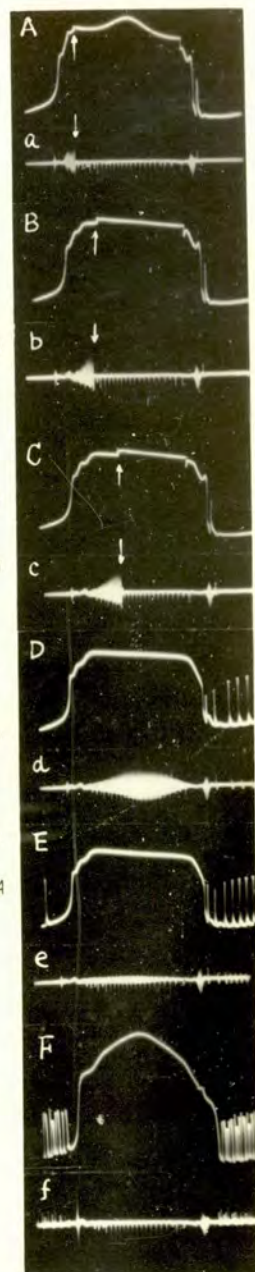
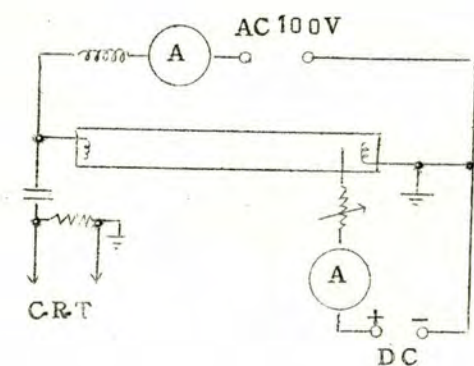
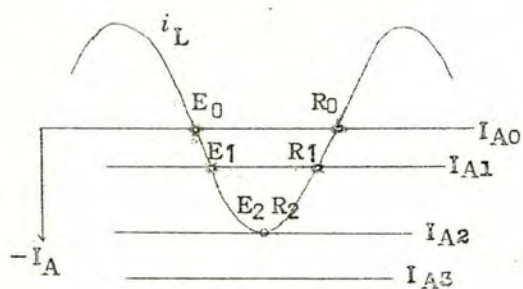


写真 3.3 傍熱型陰極管光放電管の再発弧振動
 $I_L = 0.36A$ A: $I_A = 0A$ B: $I_A = 0.3A$ C: $I_A = 0.35A$
D: $I_A = 0.4A$ E: $I_A = 0.46A$
F: フラメント陰極



才 3 . 3 図 直流補助放電実験回路



才 3 . 4 図 直流補助放電の説明図

傍熱型陰極をもつ螢光放電燈の構造は電極部の

みフィラメント陰極蛍光灯と異なり、オ 3, 5 図(a)の如く一般目的には加熱織糸に放電電流を流して陰極加熱を行うのであるが、本実験の為に(b)の如く陰極スリーブと加熱織糸を



才3, 5図 傍熱型陰極の構造

K: ニッケルスリーブ熱陰極

F: フィラメント陰極

H: ヒータ

分けたものを試作した。この為放電電流と無関係に陰極加熱電流を選ぶことが出来る。

この放電管に於て放電電流を一定に保ち、加熱電流を変化した場合の陰極-探針間電圧と再点弧振動は、写真 3, 3(A)~(F), (a)~(f) に示すように、再点弧振動の発生期間は陰極加熱電流によって大きく変る。また振動の停止する時期に対応して、陰極探針間電圧に断層が存在する。この断層の位置は加熱電流を増加してゆくと半周期の中央に寄り (A), (B), (C), , , やがて断層は消える (D), (E)。(F), (f) は組み込まれているフィラメント陰極を使用した時のもので比較の爲挙げた。

この現象は陰極加熱電流を一定にして、放電電流を変えた場合にも見られ、放電電流の増加と共に中央に断層が現われ、これが両端に向って移動し丁度 (E) → (A) の変化をなす。

陰極の探針間電圧の変化に対応して再点弧振動の持続時間は変化し、陰極加熱電流が或る値以上になれば半周期全域で発生するようになり、更に加熱電流を増加すれば振巾を減少する((d),(e))。陰極加熱電流に応じた波形及び振動の変化に応じて放電空間特に陰極近傍の発光状態も変化する。陰極-探針間電圧に断層の存在する間は陰極スリーブを負グローが包んでいるが、断層が消滅すると負グローは陰極から離れ、陰極と負グローの間に

暗部が認められる。この暗部は放電電流が一定のとき加熱電流の増加によつて長さを増す。即ち負グローの状態は陰極加熱電流即ち、陰極温度と放電電流によつて決定され、また負グローの状態と波形上の断層及び再点弧振動が対応をもつ。

傍熱型陰極に於けるこのような現象は次のように考えることが出来る。放電電流を I_L 、陰極の温度飽和電流を I_S とすれば $I_L < I_S$ の場合即ち陰極加熱電流が大きく陰極温度が高い場合は負の空間電荷制御の状態であるから陰極の極く近傍では電流は電子のみで運ばれ電離を行なう必要がない。陰極を少し離れると電子は気体分子との衝突によつて陽極方向への運動量を失ないまた壁方向への拡散によつて密度は減少するからこの不足分を補ぎなう為に電離が必要になる。この為陰極のまわりに暗部を生じその外側にグローが出来る。次に $I_L > I_S$ の場合陰極の温度飽和電流丈では放電電流を補給出来ないから、Schottkey効果及びイオン衝撃等によつて陰極から電子を引き出さねばならない。この為に陰極前面に正の空間電荷層が形成され、電子及びイオンに対する加速電界が生ずることになる。従がつて負グローは陰極を包み陰極近傍の放電空間の電位も高くなる。断層の生ずる所は $I_L \approx I_S$ と考えることが出来る。再点弧振動の振巾は断層の直前で最大となる。即ち暗部の長さが最短でしかも正の空間電荷層が形成される以前が最もよく振動している。

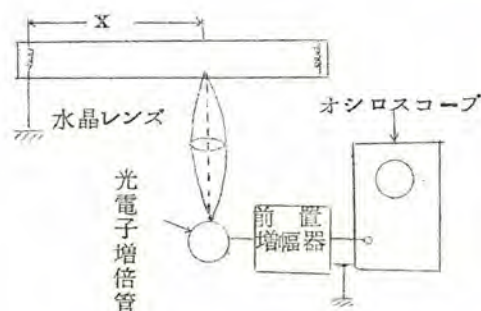
本実験の結果再点弧振動の発生は放電電流と陰極飽和電流（陰極温度）の関係によつて左右され、振動は陰極前面の正の空間電荷層の形成によつて消滅することが明らかとなった。この結果は3・2・1(2)の結果と一致するもので、見かけ上の差異は陰極の電子放射面積及び陰極の熱容量の違いによるものである。

特に写真3・3(D) (d)に示すように半周期全体にわたつて振動が発生し得ることは直放電に於ても振動が発生し得ることを意味している。事実直流放電に於ても傍熱型、フラメント型を問わず再点弧振動と同じ不規則振動が発生することを実験的に確認することが出来た。

3・2・3 再点弧部の光学的特性 前節までの実験によつて、放電空間の外部条に対する再点弧振動の振舞いから振動の発生条件の大略を知ることが出来た。ここでは振動発生の内部条件即ち放電空間の状態を光学的に観測した結果について述べる。放電空間の諸量の測定に光学的手段を用いることはかなり古くから行われて来たが、発光のエネルギー遷移確率の明確なもの以外は放電空間が熱平衡でなければ定量的な測定手段とはなり得ない。只スペクトル線の状態からその放電空間を定性的に知るには有力な一つ的手段

であろう。特に交流放電の波頭部の如き過渡状態の測定には欠くことの出来ない測定手段である。

(1) 測定法 普通の螢光放電管のガラスは鉛ガラスであるから 3000Å 以下の光は外に出さない。従つて分光器としてはガラスプリズムで充分である。光学的測定としては全発光特性と分光特性を測定した。才 3, 6 図は全発光特性の測定法を示すもので、グローの



才 3. 6 図 発光特性測定法

光を水晶レンズで集光し、光電子増倍管の窓においたピンホール上に結像させ、グローの特定の場所の光のみ光電子増倍管に入るようにした。光電子増倍管の出力を前置増幅器を通してブラウン管オシロスコープで光の波形を観測した。分光特性の測定は才 3, 7 図のように水晶レンズでグローの像を分光器のスリット上に結ばせ、線スペクトルを光電子増倍管で受けて、その出力を前置増幅器を通してブラウン管オシロスコープで観測した。何れの場合も測定器は固定し螢光灯を微動装置の上に置いて放電空間の特定の場所の光の時間的变化を観測し、その場所を変えて観測することによつて発光の空間的分布を求めた。使用した光電子増倍管は RCA 931A であり分光器は Adam Hilger 製である。

(2) 再点弧部の発光特性 螢光放電管の管軸に沿つて陰極点から測つた距離を x (cm) とすれば、 x を変えたときの光波形は写真 3, 4 の如く変化する。図の中央が考慮してい

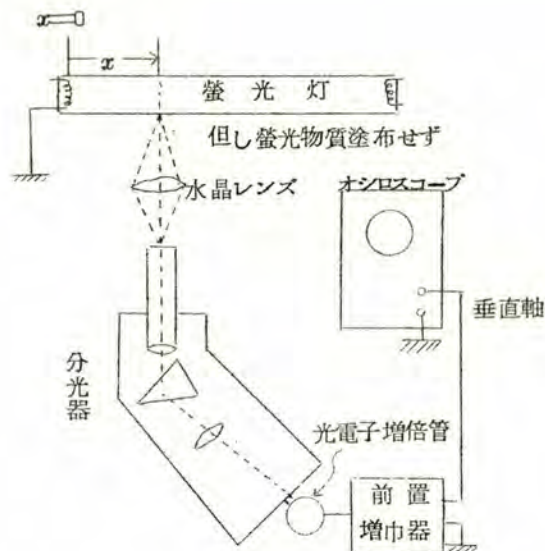
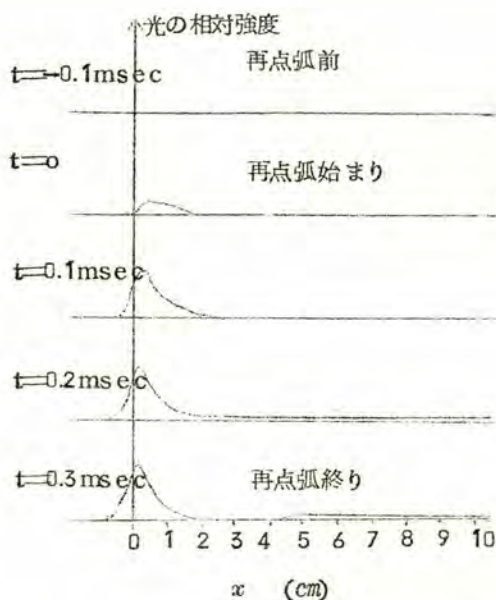


図 3, 7 分光特性測定法

る電極が陰極として動作している位相である。陰極の近傍では陰極位相の光の立上りは急峻であるが、離れるに従ってゆるくなり且つ光の強度も減少する。

$x=2, 3 \text{ cm} \sim 2, 6 \text{ cm}$ で光は最も弱くなるが、こゝがファラデー暗部である。更に x が増せば陽光柱になり、陰極位相と陽極位相の波形は等しくなる。 $0 < x < 1, 3 \text{ cm}$ でみられる楕状の波形は、考慮している電極が陽極として動作しているときの陽極振動である。これらの写真では再点弧部の状態は波形が急峻すぎて分析することが出来ない。そこで時間軸発生装置を附加して波頭部を拡大したのが写真 3, 5 に示す一連の波形である。これは光波形と再点弧振動を二重露出して撮影したもので、これによつて時間的対応がつけられる。この図から一定時間間隔を置いて光の強度をよみとり、光の空間分布に現わしたものが図 3, 8 である。写真 3, 5 から次の事が判明する。

- (1) 再点弧振動は陰極前面のごく陰極に近い空間が発光し始めると同時に発生する。
- (2) 空間の位置によつて光波形の立上りに遅延がある。即ち $x=0, 2 \sim 0, 6 \text{ cm}$ の所が最も早く光り始め、それより陰極に近づいても又負グローの外側からファラデー暗部陽光



オ 3, 8 図 再点弧時の管内の光の分布

柱部と陽極側に移動しても発光は遅れる。特に陽光柱 ($x=12, 4\text{ cm}$) では再点弧振動が始んど終つてから光り始めている。この模様はオ 3, 8 図によつて一層明確になる即ち

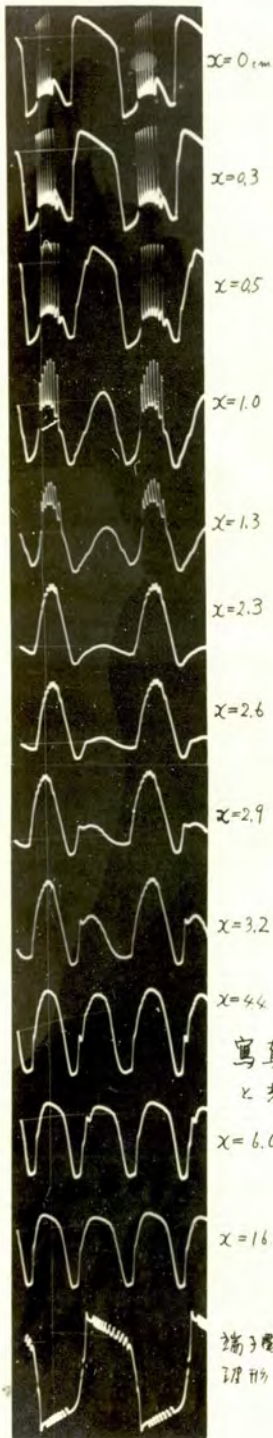
(1) 再点弧の始まりに於ては、陰極前面 $0, 2 \sim 0, 6\text{ cm}$ の所からグローが発生し、時刻の経過とともに陰極に向つて移動する。

(2) 再点弧振動はグローの発生と時を同じくして発生し、グローが陰極点を包む頃消滅する。

(3) 陽光柱はグローが陰極を包む頃発光し始める。

この観測の結果はCulpの観測と非常によく一致している。

つぎに再点弧振動が光の振動を伴うか否かを調べる為に光電子増倍管の出力をCR微分回路を通して観測した。その結果は写真 3, 6 に示すように明らかに光の振動が認められる。この振動の振巾の空間分布はオ 3, 9 図の如くなる。この結果再点弧振動は負



端子電圧
波形

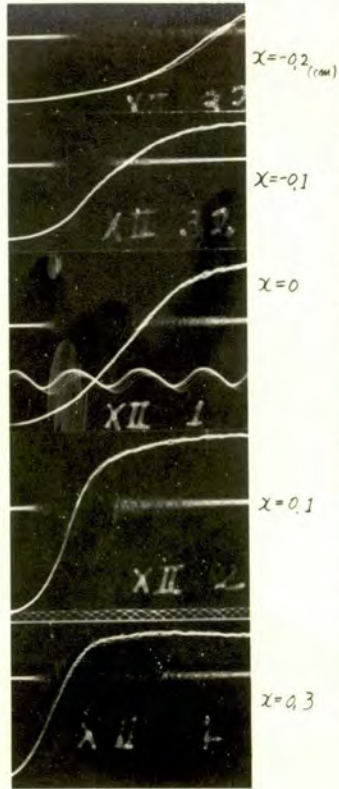


写真 3.5 波頭部の発光特性

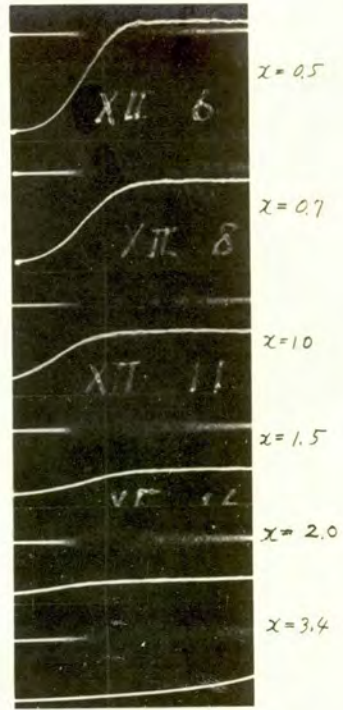


写真 3.4 放電空間の位置
と光の波形

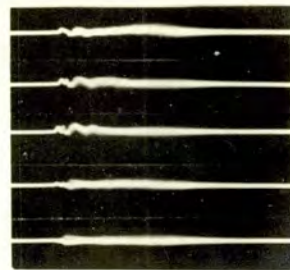
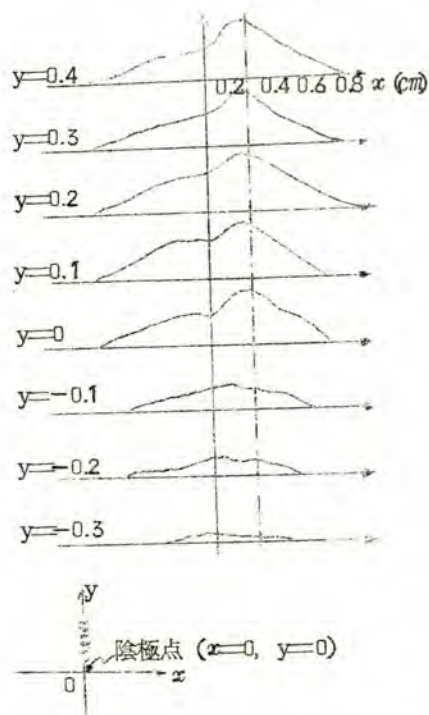


写真 3.6 光の振動 (光の微分
波形)

グローの周辺より少し内側に分布し、最も強い場所は陰極の前面約 2.5mm のところにあることが判明する。

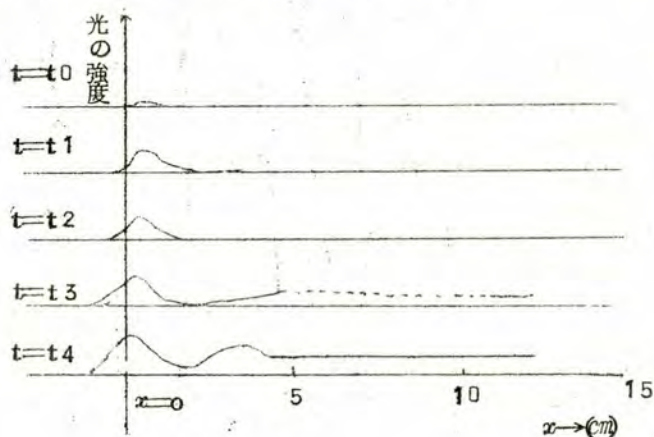


オ 3, 9 図 光の振動振巾の空間分布

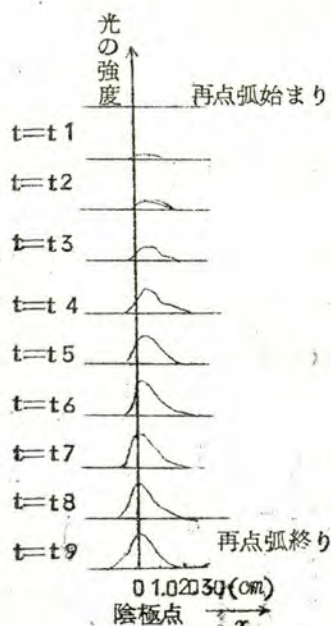
(3) 再点弧部及び振動の分光特性 螢光放電灯のスペクトラムは陽光柱と負グローで異なり、陽光柱は水銀スペクトルのみであるが、負グローは水銀と共にアルゴンのスペクトルが存在する。写真 3, 7 は負グロー及び陽光柱のスペクトルを示す。波頭部の各線スペクトルの波形は写真 3, 8 に示すように時間と共に立上る。この立上りの勾配は水銀とアルゴンで波長を問はず明確な差異がある。これをはつきりさせる為に二重露出で撮影したものを写真 3, 9 に示す。これから明らかなように水銀スペクトルは上に凸に立上るに対し、アルゴンのスペクトルは下に凸に立上っている。即ち再点弧部に於て水銀の方が早く光り始め、アルゴンは再点弧振動が消滅する頃に光り始める。

各スペクトル線の立上り特性を x を変えて撮影し、これから或る時刻の光の空間分布を

求めるとオ3, 10図〜オ3, 12の如くなる。この分布の状態は前節のオ3, 8図と略同様に、スペクトル線によつても大きな差異はない。これらのことから再点弧部の発光はすべて水銀によるものであると結論される。



オ3, 10図 再点弧時の4047 Å(Hg) の発光分布



オ3, 11図 再点弧時の4360 Å (Hg) の発光分布

傍熱型陰極の場合の再点弧振動部の分光特性を写真3, 10～写真3, 11に示す。また写真3, 12に光の振動波形を示す。この結果から次の事が判明する。

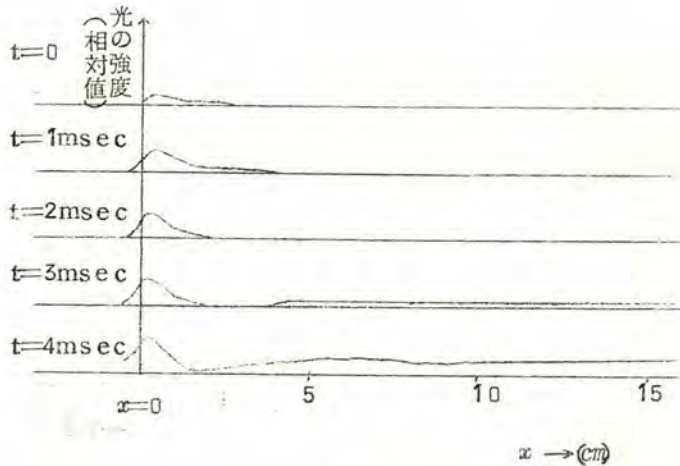


写真3, 12 再点弧時の5461Å (Hg) の発光分布

- (1) 陰極前面では水銀, アルゴン共振動が停止してから光り始める。
- (2) 水銀線は x が増加すれば光り始める時期が早くなる。
- (3) アルゴンは振動が停止するまで x によらず光らない。
- (4) 陰極から少し離れた所では水銀線は振動停止の直前で急激に強くなり振動停止と同時に急に弱くなり又直ちに強くなる。

アルゴン線はこれに対し, 振動停止と同時に急増し一旦弱くなってから次才に強くなる。振動停止時に於ける変化は水銀とアルゴンでは正反対である。

この結果は(4)を除いてフィラメント陰極の場合と全く同じ傾向をもっている。以上の光学的測定による結果を総括すれば

- (1) フィラメント陰極の再点弧部では, 水銀のみのグローが陰極の前面数mmの所で発生し放電電流の増加とともに陰極に近ずき, 陰極を包んでしまうに至る。この時期に至り陽光柱が光り始める。これと時を同じくしてアルゴンが発光を始める。
- (2) 傍熱型陰極では水銀のみのグローが陰極の前面約1cmの所で発生し, 次才に陰極に近ずき, やがて陰極を包むが, 陰極直面には暗部が残る。次に突然アルゴンが発光し, 水銀

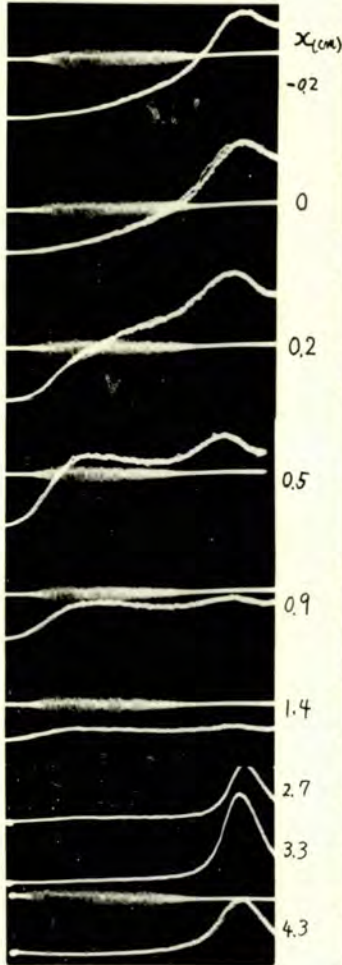


a) 写真 3.7 放電空間の分光特性

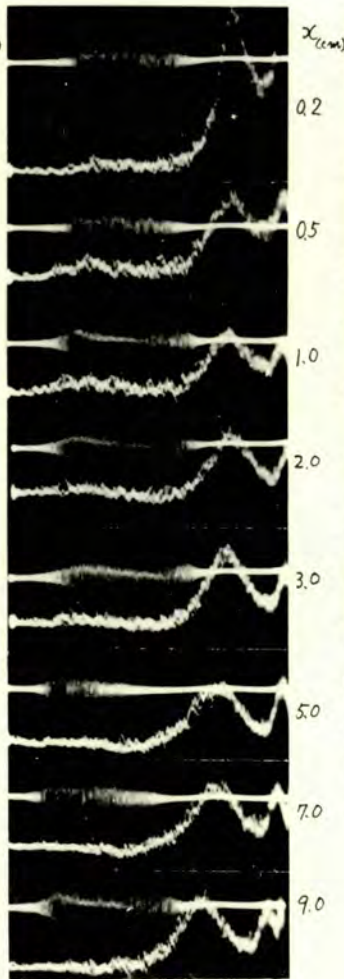


a) 負グロー (陰極近傍)

b) 陽光柱



a) 4047 Å の波頭部の
波形と再結合振動



b) 4200 Å 附近 (Ar) の
波頭部の波形と再
結合振動

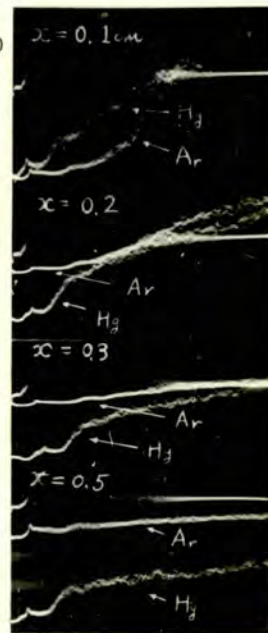


写真 3.9 波頭部におい
る水銀の発光 (4078 Å)
とアルゴンの発光 (4158 Å)
の差異

写真 3.8 波頭部の分光特性

は弱くなり、その後兩者次々に強く発光するようになる。この突然の発光以後は陰極直前の暗部はなくなる。

(3) 陰極の構造を問はず水銀グローの発生と共に振動は発生しアルゴンの発光するときには消滅する。

(4) 振動は水銀スペクトルの振動を伴う。

3.2.4 再点弧部の放電空間 放電管の交流放電に於ける外部的諸特性は、主として工学的見地から充分調査研究されているが、内部の放電空間の諸特性、特にプラズマの諸量は測定の困難さから充分には明らかにされていない。近年蛍光放電管の研究、改良開発の為その基礎研究として放電空間の再検討が行なわれ、蛍光放電管の交流放電に於ける内部諸量の測定が行なわれた。しかし再点弧及び消弧の部分は時間的变化が激しく、特に測定が困難な為、未だ内部諸量の時間的变化は明らかにされていない。特に陰極の近傍は探針による擾乱を受け易く、且つ電子電流も多い為、探針の構造及び挿入に細心の注意を必要とするのみならず、陰極物質の飛唾による仕事函数の変化、探針の焼損等測定精度の上で解決困難な問題が多い。しかるに再点弧振動の解明の為には再点弧時の陰極近傍の内部諸量の測定を欠くことが出来ない。以下述べる測定結果は、探針挿入技術上の制約の為極めて不十分のものではあるが、一応の傾向を得ることが出来たので再点弧振動の発生条件の裏付けとする。

(1) 測定法 オ3, 13図の回路により、オ1, 3図の定電流プローブを用いてプローブ電圧の波形をブラウン管オシログラフ上に画かしめ、プローブ電流を変えて撮影し、これらの写真から読みとつて任意の時刻に於けるプローブ特性を得た。

(2) 結果 この結果をオ5, 14図〜オ3, 16図に示す。プローブ特性としては極めて良好な結果であるから、かかる方法は有効であると信ずる。これらのプローブ特性からプラズマ諸量を求め時間変化としてまとめるとオ3, 17図を得る。この結果から次のことが判明する。

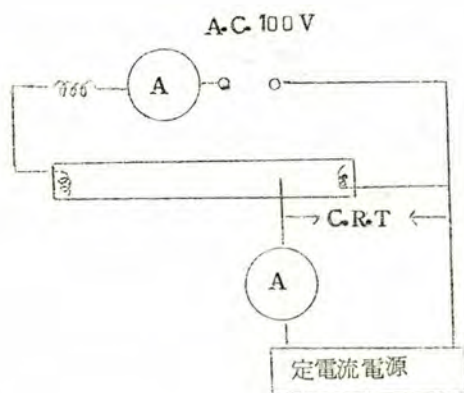
(1) 電子温度は再点弧振動の開始時に最低であるがその後1, 6msの間に2倍以上上昇する。

(2) 電子密度は再点弧振動が発生しても暫くの間は殆んど変化しないが発生期間の中頃から増加する。

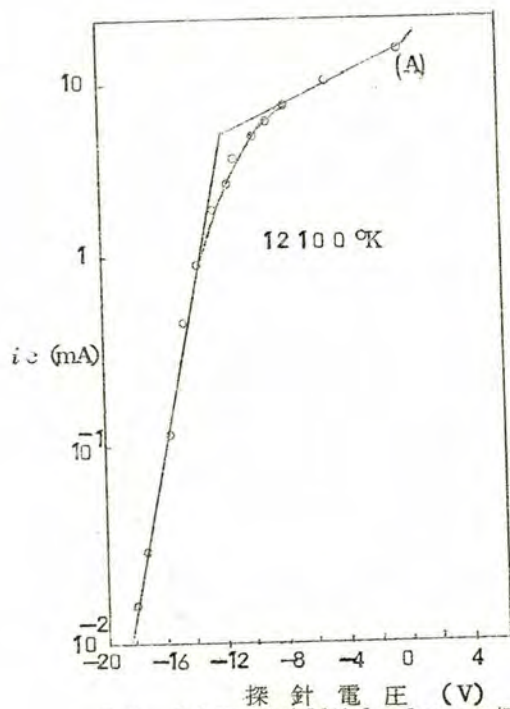
(3) イオン密度は再点弧振動の発生と同時に増加し始める。

(4) プラズマ電位は振動開始前から正になり振動開始の後少し低下するがまた再び上昇

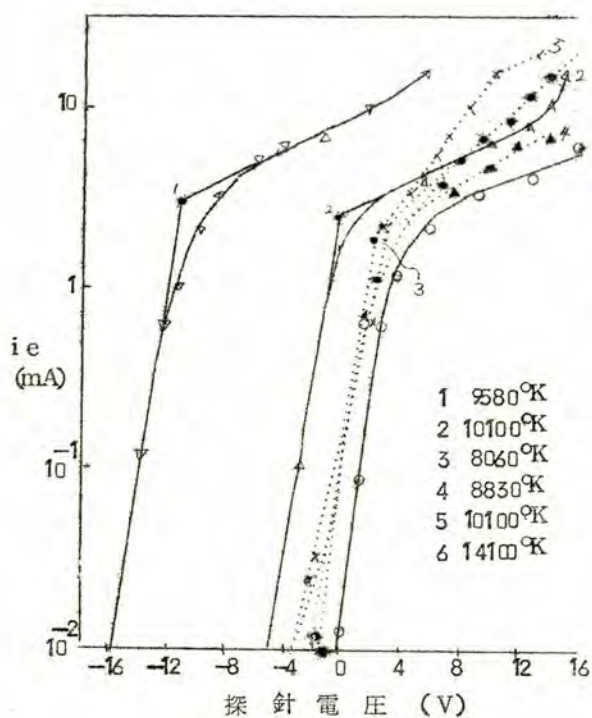
する。



才 3, 13 図 再点弧部の探針測定法



才 3, 14 図 再点弧前 1, 2 ms の探針特性



才3, 15図

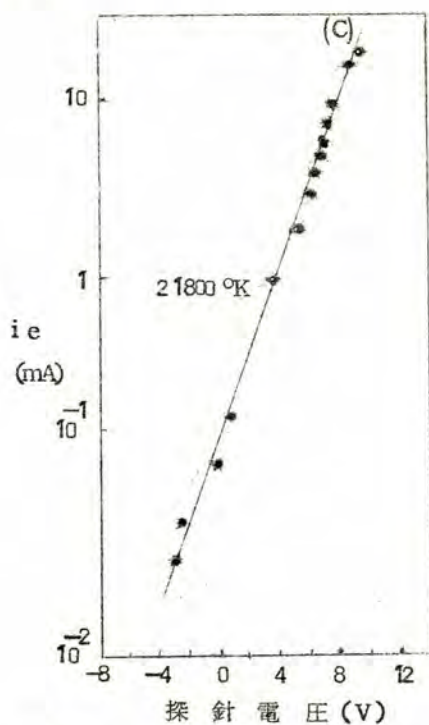
再点弧前後の探針特性

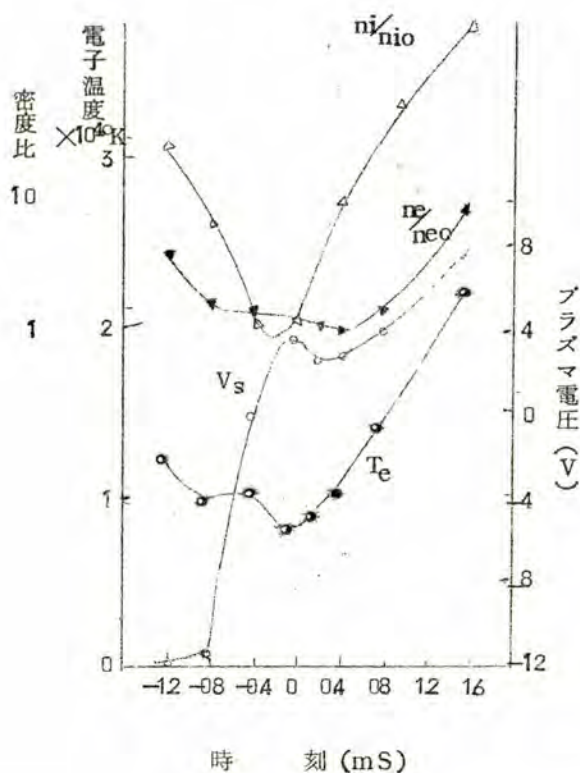
1: 0, 8ms, 2: 0, 4ms

3: 0ms, 4: 0, 2ms

5: 0, 4ms, 6: 0, 8ms

才3, 16図
再点弧後1, 6msの探針特性





オ 3, 17 図 再点弧時のプラズマの特性

これらの結果を考察するに、プローブの位置が陰極から2mm離れていること及びプローブの長さがグローの半径と同程度であることを考慮すれば、光学的測定の結果とも一致する。即ち電子温度の急上昇とイオン密度の増加はこの時期に於ける負グローの成長を意味するものであり、再点弧振動初期に於ける電子密度の略一定である点はこの時期では電子は陰極からの一次電子でまかなわれていることを示している。

3. 2. 5 再点弧振動の発生条件 前節までに述べて来た再点弧振動の振舞及び陰極近傍の再点弧部の放電空間を整理すれば、フィラメント陰極に対しては

- (1) 外部的な回路条件によつて振動の持続時間は異なる。
- (2) 放電電流を増加すれば持続時間は長くなる。
- (3) 再点弧振動は負グローが発生してからこれが陰極を包むまで持続する。
- (4) 振動はアルゴンの発光開始で終止する。

- (5) 直流補助放電の重疊の結果振動は陰極電流の小さい所で発生して陽光柱の再点弧とは無関係である。

また傍熱型陰極に対しては

- (1) 振動持続時間は放電電流と陰極加熱電流の相対関係で任意に定めることが出来る。これと負グローの状態が対応する。
- (2) 探針-陰極間電圧に断層を生ずるときこの断層以前で振動が発生している。
- (3) 断層以前の負グローは水銀スペクトルのみで陰極の直前には暗部が認められる。
- (4) 断層はアルゴンの突然の発光水銀の突然の弱まりに対応し、これ以後アルゴンが発光しているときには振動は発生しない。

これらの結果を比較すれば断層の点を除けばフィラメント陰極と傍熱型陰極の間に本質的な差異は存在しない。両者に共通な点をあげると

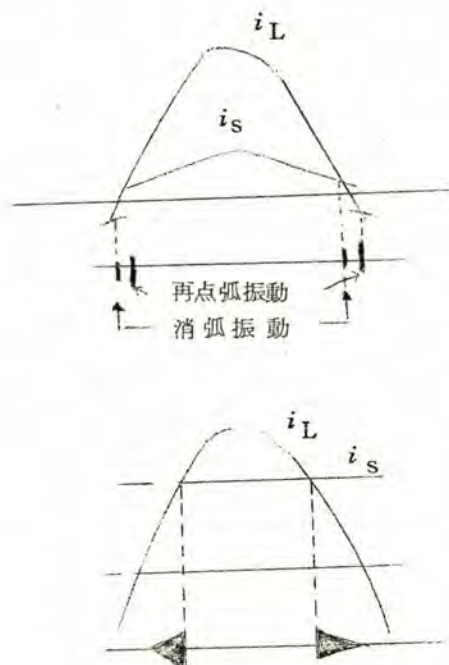
- (1) 負グローが陰極から離れた場所に発生してからこれが陰極に近ずき陰極を包んでしまうまで再点弧振動は持続する。
- (2) 水銀のみ発光している期間で発生しアルゴンの発光によつて消滅する。

この結果から次の如き仮説を建てることが出来る

- (1) 振動は $I_L \sim I_S$ のとき発生し $I_L > I_S$ のときは発生しない。
- (2) $I_L \ll I_L$ のときは負の空間電荷制御を受け振動は緩和されて振巾は小さいが $I_L \rightarrow I_S$ に向うにつれて空間電荷による軽減作用を減じ振巾は増大する。

この仮定によれば実験結果をうまく説明することが出来る。亦、18図はその説明図であつて $I_L \leq I_S$ なる条件で発生するとしたとき振動持続時間を説明出来ることを示している。フィラメント陰極では、一つの電極は半周期毎に陽極と陰極の動作を交互に繰返している。フィラメント陰極の陰極点の熱容量は大きくはないけれども i_L^2 に完全に比例する程小さくもない。従つて陰極点附近の温度も変動はしているが陰極点が保持されている間は自己加熱によつて陰極点は $1000^\circ \sim 1100^\circ$ の温度に保たれているが、この電極が陽極として動作する半周期は、陽極降下による電子衝撃により、又 ohmic 加熱により加熱されていて、次の半周期が始まる時には或る程度の温度飽和電流を流し得る丈の高温にある。従つて陽極半周期のときの効果が再点弧振動に現われることは充分考えられる。放電電流が増加すれば陽極半周期に於ける加熱の方が急増するから I_S が増し持続時間が長くなる。しかし陰極点面積が小さく、 I_S は i_L^2 に比べ大きくないから振動は再点弧動と消弧部の I_S の小さい所に限られる。傍熱型陰極の場合は外部に加熱電源をもつか

ら陰極温度は略一定に保たれる。又陰極面積も大きいから I_s は i_{Lmax} と同程度、又はそれ以上にもすることが出来る。従つて再点弧振動は任意にその持続時間を変えることが出来る。



才3, 18図

再点弧振動の発生位相及び持続時間の説明図

以上の結論が正しければ、 $I_L < I_s$ の状態さえ再現すれば交流放電に依らずとも直流放電でも振動を発生する筈である。傍熱型陰極の場合は直流放電に於て振動を容易に発生させることは出来る。そのとき陰極近傍のグローの状態及び振動の波形を写真3, 13～写真3, 14に示す。フィラメント陰極の場合は、傍熱型陰極の如く広い範囲で $I_L < I_s$ の条件を満足させることは出来ない。また厳密に交流放電の場合と同じ状態を再現させることは不可能である。何故ならば交流放電の場合は自己加熱によつて陰極点が保たれ、再点弧時の陰極温度も陰極点がやがて出来るであろう所が最も高くその両側で低くなり、従つて熱電子放射面積はフィラメント上のある点に限られている。従つて再点弧時の放電空間の状態は点源、又はそれに近い電子源と、環殻又は半球殻上の負グローである。所が直

流放電でこれと同じ条件を作り出すことは出来ない。しかし脈流放電によつてこの条件を作り出すことは可能である。脈流放電による実験法及びその結果を写真3, 19図及び写真3, 15に示す。写真3, 15で明らかな様に再点弧及び消弧振動は発生し、電流の向きが逆転する必要がないことを明示している。

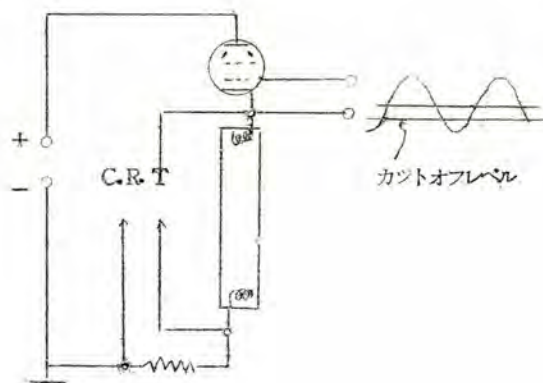


写真3, 19図 脈流放電の実験回路

定常直流放電で振動を発生させる為にはフィラメントに加熱電流を流し、熱電子放出を可能にしなければならない。しかしフィラメントに電流を流した場合、両端の電位差が $10.5 \sim 11V$ を越すと放電を起し、陰極点が形成されてしまう。従つて普通の螢光放電管では、数 $100mA$ 程度の I_s をとり出す程陰極を加熱するわけにはいかない。実験の結果、加熱電流 $0.35 \sim 0.5A$ に対し $I_L = 10 \sim 25mA$ で振動が発生することを確認した。そのときの陰極の状態及び振動波形を写真3, 16及び写真3, 17に示す。

これらの直流放電に於ける実験により、再点弧振動及び消弧振動は交流放電特有の現象ではなく、陰極近傍の放電空間の状態換言すれば I_L と I_s の関係によつて定まる純プラスマ内部の現象であることが立証された。

I_L と I_s の関係 再点弧時のグローの運動、及び傍熱型陰極に於ける振動の振舞いから、 $I_L < I_s$ のとき振動が発生することが推定された。この仮説を証明する為に次の実験を行つた。即ち、傍熱型陰極の直流放電に於て陰極温度を一定に保ち、放電電流を増

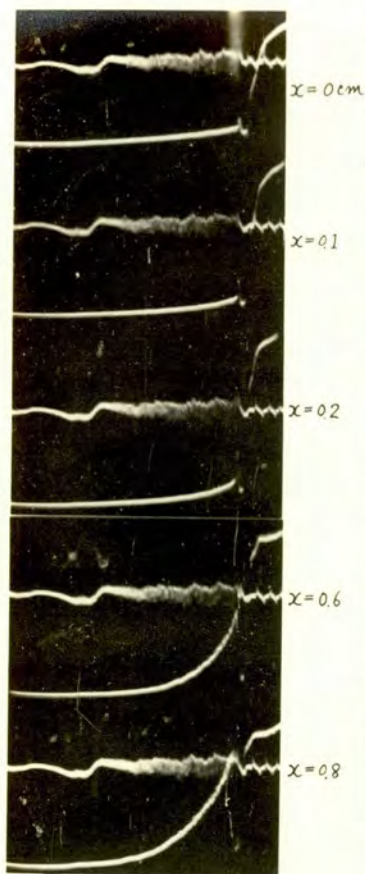


写真 3.10 傍熱型陰極
の水銀(4360 Å)の発光特性

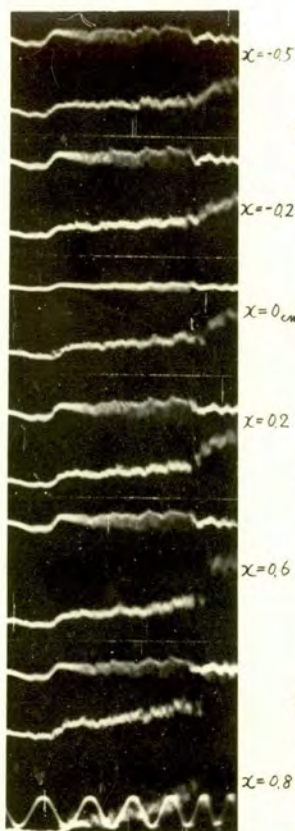


写真 3.11 傍熱型陰極
のアルミ(4200 Å)の発光特性



写真 3.12 傍熱型陰極
の円弧振動の光波形



写真 3.13 不規則振動発生時の
傍熱型陰極の近傍

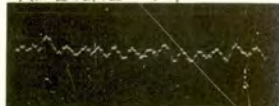


写真 3.14 傍熱型陰極の不規則
振動の波形

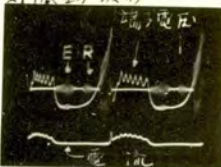


写真 3.15 脈流放電の
波形と不規則振動



写真 3.16 直流放電における不規則
振動発生時のフィラメント陰極
の近傍



写真 3.17 フィラメント陰極の
不規則振動の波形



写真 3.18 交流放電における円弧振動の波形
a) 波群の中央部 b) 波群の後部
10V/div, 5μS/div

加してゆき、振動の最大振幅を与える放電放流、及び振動が消滅するときの放電電流を読み陰極温度を変えてこれらの放電電流と I_s との関係を調べた。

熱電子の温度飽和電流密度は

$$J = AT^2 \exp(-\phi / \kappa T) \quad (3.1)$$

で与えられる。ここで J : 電流密度 [A/cm^2] T : 陰極の絶対温度 $^{\circ}K$

ϕ : 仕事函数

A : Dushman 定数

変形して対数をとれば

$$\ln \frac{J}{T^2} = \ln A - \frac{\phi}{\kappa T} \quad (3.2)$$

$$\text{または } \log \frac{J}{T^2} = \log A - 0.4343 \frac{\phi}{\kappa T} \quad (3.3)$$

故に $\log \frac{J}{T^2}$ と $\frac{1}{T}$ を縦軸及び横軸にとつて、測定した J と T をプロットすれば直線となり、その勾配から ϕ 、縦軸の截片から A が求められる。実験の結果を整理すれば図 3.20 の如く略直線上に並ぶ。この結果から ϕ 及び A を求めると図 3.1 表になる。一般に使用される酸化物の常数を図 3.2 表に載けるが、これと比較して充分近い値をもつことがわかる。この結果により振動の消滅は $I_s < I_L$ であることが証明された。但し陰極の放射面積の測定精度が充分でないから常数因子までは求まらなかった。

3.2.6 再点弧振動の発生条件の結論及び考察 再点弧部に関する一連の実験及び観測によつて再点弧振動の発生するときの放電空間の満足すべき条件が明らかになり、且つこの振動は直流放電に於ても条件さえ満足されるならば発生することが証明された。この発生条件は放電電流 i_L に対し陰極の温度飽和電流 i_s が $i_L < i_s$ なる関係を満足することである。螢光放電管に於てこの条件が満たれるときは、負グローは水銀スペクトルのみであつてアルゴンスペクトルは認められない。これは荷電粒子の損失を補給する為に水銀を電離する事で充分であるからと考えられる。

3.3 不規則振動の発生機構

3.3.1 不規則振動の理論の展望

放電管の不規則振動又は雑音に対する理論としては、第 1 章で述べたように、熱雑音、電流雑音及び電離雑音等があげられる。しかしこれらの理論はランダムプロセスとして極めて単純化され理想化されたものであつて、種々の放電状態に共通の雑音であるから、

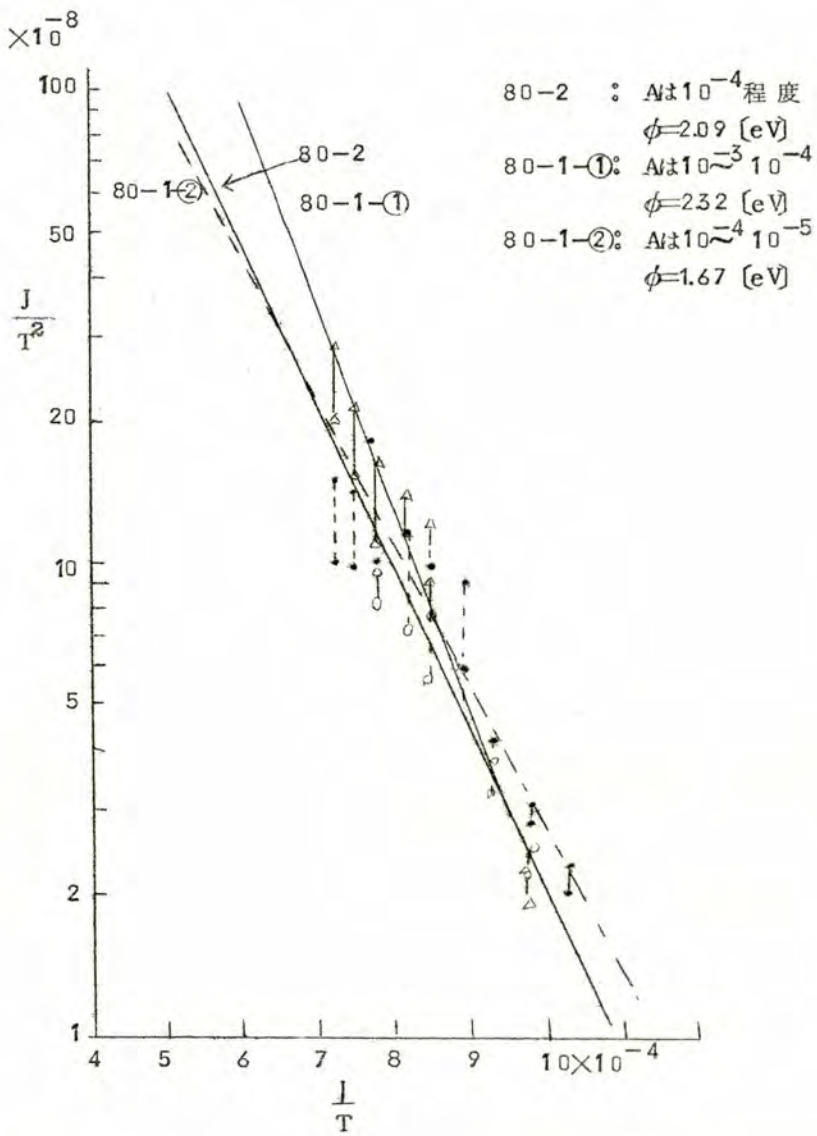


図 20 陰極温度と振動停止放電電流の関係

才 3. 1 表 才 3. 2 図より求めた仕事函数 ϕ と係数 A

放 電 管	ϕ	A
80-2	2.09	$\sim 10^{-4}$
80-1-①	2.32	$10^{-3} \sim 10^{-4}$
80-1-②	1.67	$10^{-4} \sim 10^{-5}$

才 3. 2 表 各種酸化物の N_i 上の仕事函数 ϕ と係数 A

酸 化 物	ϕ	A
CaO	1.9	$10^{-3} \sim 10^{-5}$
SrO	1.4, 2.58	$10^{-3} \sim 10^{-4}$
BaO	1.63, 1.77, 2.40	$10^{-1} \sim 10^{-3}$
$BaSrO_2$	0.98, 1.57, 1.66	

3, 2 で述べて来たような放電の特別な状態で発生するものには当然適用することは出来ない。

3, 2 節の結果は不規則振動は陰極の負の空間電荷の消滅によつて消えることを示している。換言すれば、振動は陰極近傍が電子の空間電荷制御の状態にあるとき発生している。このような場合は当然電位の谷が陰極の前面に出来ていると考えられる。かかる状態にあるとき、この谷に落込んだイオンは振動することが考えられている。²⁹⁾ この周波数は

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_i}} \div 210 \sqrt{\frac{n_e}{A}} \quad (\text{c.g.s}) \quad (3.4)$$

イオンとして水銀を考え $n_e = 10^{17} / \text{cc}$ とすれば $f = 1.48 \text{ Mc}$ となる。この理論ではイオンと中性ガス分子との衝突は無視しているが、才 2, 1 表の衝突周波数と比較すれば明らかなように振動周波数の方が高い。それ故 1 回以下の振動で運動は中断されることになる。このような放電空間でも電位の谷における振動が発生し得るかどうかは遠断することは出来ない。しかし真空管に於ては充分ガス圧が低いから、イオンの平均自由行程は容器の大きさよりはるかに長く、かかる振動は充分あり得ることである。事実、空間電荷を形成している電子の放射体とイオンの放射体を併置すると著しく雑音が増大することが実験されている。³⁰⁾

(3, 4)式によれば, 空間電荷の量即ち n_e が少なくなれば周波数は次第に低下することになる。しかし実測によれば交流点灯に於いて電流と共に周波数は高くなる傾向をもっている。写真 3, 18 はこの不規則振動の波形を示すものである。従つて定性的にも振動の振舞いを説明することが出来ない。それ故再点弧振動の発生の機構について新しく理論的考察を行なう必要がある。

3.3.2 不規則振動の理論

不規則振動の発生の機構を考えるために今一度発生条件を考察する。即ち振動が発生しているときは放電電流と温度飽和電流の比が 1 に近く, グローの発光は水銀のみであり, また振動に伴つて光の脈動が存在することが明らかにされた。更に写真 3, 8 図及び写真 3, 10 図と写真 3, 12 図に示されるように, 再点弧時には負グローのみ存在して陽光柱部の発光はかなり遅れることも明らかである。これらの事実を考えると再点弧時の放電空間の状態は Ball of Fire mode³¹⁾ に似た状態にあると推察される。従つて負グローの部分で電離が行なわれ管内の電位分布は写真 3, 21 図の如くなつていゝと考えられる。そして光の振動を伴ふことから不規則振動は電離を伴ふ振動と考えることが出来る。そこで電離のゆらぎによる弛張振動の一種として解析を行なうこととする。

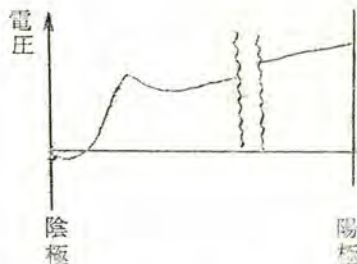


写真 3, 21 図

簡単のため一次元空間を考え陰極近傍を平行平板電極で置き換え, 未だ発光していない陽光柱部分を抵抗 R をもつて仮定する。写真 3, 22 図はその等価化を示すもので, 基本的な考え方は① 電離による電流の増加 ② 電流の増加による仮想陽極電圧の低下 ③ ③ 電離によつて生じたイオンの空間電荷の拡散 ④ イオン空間電荷による仮想陽極の

陰極への移動及びこの効果による電離の続行 ⑤ 電流による電圧降下のための電離の中断 ⑥ 電離の中断による電流の減少及び仮想陽極電圧の上昇の過程が繰返されるとする点である。

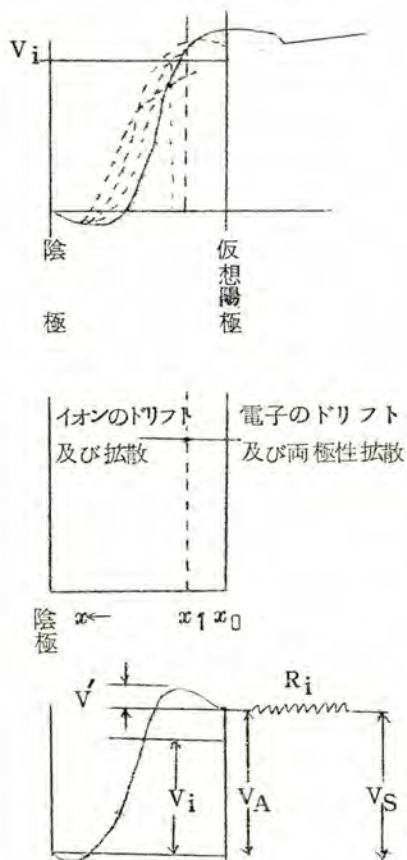


図 3.22

今 x を仮想陽極から陰極へ向つてとり、その間隔を d とする。エネルギー $V (V > V_i)$ をもつ 1 個の電子が 1 cm 進むとき作るイオン-電子対の数³²⁾ n' は

$$n' = a p (V - V_i) \quad (3, 5)$$

電子密度を n_e とすれば

$$\frac{dn'}{dx} = n_e a p (V - V_i)$$

電子の速度を v とすれば

$$e \frac{dn}{dt} = j_e \text{ ad } (V - V_i) \quad (3.7)$$

ここに $n_i' = n_e' = n'$ である。この作られた電子による電流はその速度を v' とすれば

$$j_e' = \int \frac{e v' n_e'}{d} dx \quad (3.8)$$

v' は一次電子の速度 v より小さく、再び電離するだけのエネルギーはないものと考えられる。(3.8)を時間に関して微分すれば v' は時間的には変化しないものとして

$$\frac{dj_e'}{dt} = \int \frac{e v'}{d} \frac{dn_e'}{dt} dx = \int \frac{v'}{d} j_e \text{ ap } (V - V_i) dx \quad (3.9)$$

一方作られたイオンはその速度は電子に比べてはるかに遅いから空間電荷を形成する。陰極からの電子流が充分あればこの電子によつて中和されるが、電子は負の空間電荷によつて流れは制限されているからイオンを直ちに中和することは出来ない。イオンはそのため電界によるドリフト及び拡散によつて流れを作る。その流れ密度は

$$n_i' v_i' = n_i' \mu_i E - D_i \frac{n_i'}{x} = n_i' \mu_i (E_0 + E') - D_i \frac{n_i'}{x} \quad (3.10)$$

ここに E' は電離によつて生じた荷電粒子による電界の歪みであつて

$$\frac{\partial E'}{\partial x} \approx \frac{e}{\epsilon_0} n_i' \quad (3.11)$$

一方流れの連続の式より

$$\frac{\partial n_i'}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (n_i' v_i') = 0 \quad (3.12)$$

n_i' , E' は微量として2次の項を省略すれば (3.10), (3.12) より

$$\frac{\partial n_i'}{\partial t} = D_i \frac{\partial^2 n_i'}{\partial x^2} - \mu_i E_0 \frac{\partial n_i'}{\partial x} \quad (3.13)$$

即ち拡散方程式となる。(3.13)を解く境界条件であるが簡単のため、 $t=0$ で $x=0$ に n_0' のイオンが生じこれが拡散するものとして近似する。実際には(3.7)式で与えられる密度の増加が $V > V_i$ なる所に存在するわけであるが、ある拡がりをもつた分布を考えるとイオンの存在の陽極側はそれより陰極側で出来た電子で中和されるから、正の空間電荷が現われるのはイオンの空間分布の陰極側の端のみと考えることが出来る。従つて正味の効果としては上に述べた境界条件で近似出来る即ち境界条件として

$$\left. \begin{aligned} t > 0, x = 0 \quad & n_{i'} = 0 \\ t = 0, x > 0 \quad & n_{i'} = n_0 \delta(x) \end{aligned} \right\} \quad (3, 14)$$

但し $\delta(x)$ は δ 函数

を採用する。この境界条件のもとに (3, 13) を解けば

$$n_{i'} = \frac{n_0}{\sqrt{\pi D_i t}} \exp \left\{ -\frac{(x - v_i' t)^2}{4 D_i t} \right\} \quad (3, 15)$$

$$v_i' = \mu_i E_0$$

即ち密度の最大の位置は速度 v_i' で陰極側へ移動する。この (3, 15) 式を (3, 11) 式に代入すれば E' , V' を求めることが出来るがこれを初等函数で現わすことは出来ないから、 V' を概略値を一樣なイオン密度が拡がり $2\Delta x$ をもつ場合の電位分布から推定すれば

$$V' = \frac{1}{4} \frac{e}{\epsilon_0} \cdot N_0 \Delta x \quad (3, 16)$$

ここに N_0 はイオンの総数である。従つて $N_0 = n_0$

仮想陽極の電圧は $V = V_S - i' R + V'$ であるからこれを (3, 9) に代入して

$$\frac{dj_e'}{dt} = \int \frac{v'}{d} j_e' ap (V_S - i' R + V' - V_i) dx$$

$dx = v_i' dt$ でありまた大部分の電流は電子で運ばれるから $i' = j_e'$ とおき

$$\frac{dj_e'}{dt} = \int \frac{v'}{d} j_e' ap v_i' (V_S - j_e' R + V' - V_i) dt$$

t で微分して

$$\frac{d^2 j_e'}{dt^2} = \frac{v'}{d} j_e' ap v_i' (V_S - j_e' R + V' - V_i)$$

従つて

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 j_e'}{dt^2} + \lambda R j_e' &= \lambda (V_S + V' - V_i) \\ \lambda &= \frac{V'}{d} j_e' ap v_i' \end{aligned} \right\} \quad (3, 17)$$

簡単のために V' は一定として解けば $t=0$ で $j_e'=0$ として

$$j_e' = \frac{V_S + V' - V_i}{R} [1 - \cos \sqrt{\lambda R} t] \quad (3, 18)$$

(3, 5)式は $V - V_i > 0$ として定義されたものであるから (3, 18) の $j e'$ を用いて

$$V_s + V' - V_i - (V_s + V' - V_i)(1 - \cos \sqrt{\lambda R t}) > 0$$

これより

$$t < \frac{\pi}{2} \frac{1}{\sqrt{\lambda R}} = \tau_s \quad (3, 19)$$

即ち V' 一定ならば (3, 19) を与えられる時間まで電離は続く。 V' の存続時間を定める要素はイオンの消滅であつて、イオンは陰極に達すると電子に中和される。一方イオンの陰極到達時間は $\tau_d = \frac{d}{v_i}$ でありこれらの τ_s 及び τ_d の最も短かいもので V' の存続時間並びに電離が止むまでの時間がきまる。

放電空間の組成をアルゴン 4 mm Hg 及び水銀蒸気約 $6 \mu \text{ Hg}$ からなるとすれば $V_i = 10,42 \text{ (volt)}$, $a = 0,82$, $p_{\text{Hg}} = 6 \times 10^{-3} \text{ (mm Hg)}$ また電子の平均自由行程は $\lambda_e = 0,12 \text{ (mm)}$ であるから電界のかかつている範囲は λ_e の程度として

$$E_o = \frac{V_i}{\lambda_e} = 870 \text{ V/cm}$$

従つて $E/p = 870/4 = 217,5 \text{ volt/cm. mm Hg}$

となつて極めて大きい値となり水銀イオンの速度を参照すべきデータはない。それ故仮にアルゴン中のアルゴンイオンの速度を用いれば

$$v_i' = 1,2 \times 10^5 \text{ cm/sec}$$

電離によつて生じた電子の速度は $T_e = 2 \times 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ として

$$v' = 1,02 \times 10^8 \text{ cm/sec}$$

陰極から仮想陽極までの距離を $d = 2 \text{ mm}$ とすればこれらの数値を代入して

$$\lambda = \frac{1.02 \times 10^8 \times 0.82 \times 6 \times 10^{-3} \times 1.2 \times 10^5}{2 \times 10^{-1}} j_e = 2.98 \times 10^{11} j_e$$

$j_e = 1 \text{ mA}$, $R = 5 \text{ K}\Omega$ とすれば $\lambda R = 1,49 \times 10^{12}$

故に

$$\tau_s = \frac{\pi}{2} \frac{1}{\sqrt{\lambda R}} = 1.29 \times 10^{-6} \text{ (sec)}$$

一方

$$\tau_d = \frac{d}{v_i'} = \frac{2 \times 10^{-1}}{1.2 \times 10^5} = 1.67 \times 10^{-6} \text{ sec}$$

故には、同程度の時間になる。

次に電離が止めば電離によつて生じた電子は陽極側へ移行して電流は減少し電圧は回復する。この回復に要する時間はプラズマの電位傾度を $0, 1 \text{ V/cm}$ として

$$t = \frac{d}{v_0'} = \frac{0.2}{2.5 \times 10^5} = 0.8 \times 10^{-6} \text{ sec}$$

従つて振動の一周期は約 $2 \mu \text{ s}$ 程度となり写真 3, に示した実測によく一致する。

この理論によれば周期は d, v_i', v', j_e 及びプラズマ抵抗 R に依存し d が小さく v_i', v' 及び j_e, R が大きい程周期が短くなる。このことは定性的にも実験結果をよく説明する。即ち交流放電に於いては再点弧部の後の方周期は短くなり、 d 及び j_e の効果が現われている。更に振動は $i_s = i_L$ で止むがこのときは $d = \lambda_e$ となるから $\tau_d = 10^{-7} \text{ sec}$ となりイオンと中性ガス分子との衝突時間と同程度となるから出来たイオンは直ちに陰極に達しその衝撃によつて電子を放出するからもはや上に述べたイオンの空間電荷の運動は起り得ない。このことは又次のように取扱うことも出来る。

(3, 19) 式の τ_s は空間の電圧が電離電圧以下になる時間であり、 τ_d はイオンが陰極に到達する時間である。従つて電子による中和が行なわれなければ、 $\tau_d < \tau_s$ ならばイオンが陰極に達しても尚電離は続行する。従つてイオン衝撃によつて電子を放出させ更に電離を続け τ_s に至るまで続くことになる。ところが陰極の極く近傍まで正の空間電荷が近づけば陰極の放時電流は増加する。従つて j_e の増加即ち λ の増加をもたらし、 τ_s も短縮される。従つて実際には振動は $\tau_d > \tau_s$ の範囲でのみ発生し放時電流が $j_e = j_s$ に達るともはや τ_s の短縮は行なわれないから持続的にイオン衝撃によつて電流が増加されることになり、上に述べた振動発生機構は破れることになる。それ故 $\tau_d = \tau_s$ を振動の限界時間と考えることが出来る。

以上の考察は極めて簡単な模型の理論であるが、不規則振動の発生機構を荷電粒子の集団運動の結果の電離のゆらぎとして取扱ふ糸口とした。厳密な取扱いは対象とする現象が局所的であり、空間電荷波のように巨視的な方程式は使用出来ない故数学的困難さが存在するが、以上の簡単な理論は定量的にもかなりよく現象を説明し得るものである。

3.4 結 論

不規則振動の発生する為の条件を実験的に追求しこの振動が交流放電独特のものではなく、只、放電電流が陰極の温度飽和電流より少なく陰極前面が幾分空間電荷制御の状態にあるとき振動が発生することを明らかにした。

またこの振動の機構については電離のゆらぎによるものとして解析し、その周期は略実測に近い値を得、またその特性も定性的に説明することが出来た。

4.1 緒 言

螢光放電管に於て 1MC 程度の極めて正弦波に近い波形をもつ高周波振動が発生することとは、最初 Steele²³⁾ によつて発見せられ、この振動が交流放電に於て、半周期の放電電流の最大値の位相を中心に対称の位置に 2 つ 1 対になつて発生することから、双子型振動 (Twin Oscillation) と名付けた。

この振動が我が国で作られた螢光放電管に於ても発生し、且つ極めて興味深い特性をもつことは筆者によつて始めて報告³⁵⁾された。その後、この振動に関する研究者も増え、いくつかの研究成果³⁴⁾が発表され、更に引續いて研究が続けられている。放電管内に於ける振動の研究は才 1 章でも述べた如く最終的な結論即ち完量的に完全な結着は得られて居らず、常にいくばくかのあいまいさが残されている。規則振動の研究に於ても、振動の本質に関する物理的な説明は完成されていないが、筆者は螢光放電灯に於けるこの振動の発生条件を明確に把握し、且つかかる振動を安定に発生する放電管を考案し、この振動が封入ガスの種類によらず放電空間の本質に関係することを見出した。

またこの振動の諸特性を明らかにし、この振動が放電空間の状態のみならず外部条件、特に放電空間の境界条件によつて影響を受けることを始めて明らかにした。本章においては、先づ螢光放電管に於ける振動の諸特性を明らかにし、次に境界条件の影響について記述する。

更にこの振動が放電空間の特性に依ることを示し、且つ傍熱型陰極に於ける発振条件を明らかにして、規則振動の発生条件を確立する。

4, 2 交流放電に於ける双子型振動

4, 2, 1 振動の発性位相及び波形 交流放電に於て現われる双子型振動は写真4, 1に示すように、管球により、また電源電圧により、様々な様相を呈する。一般には2つ1対の振動が現われるが、時には2対3対と発生したり、又はこれらが連らなつたり、極端な場合には全半周期で発生する場合も存在する。振動の波形は、波頭部近く発生したものは鋸歯状波であるが、波腹部以後のものは殆んど正弦波とみられる。振動の周波数は放電電流瞬時値の函数で、電流の大きい位相の振動程周波数が高い。従つて一連の波群は周波数変調されていて、雑音スペクトラムはオシロスコープ図に示したように巾をもっている。この巾は当然波群の持続時間とその間の電流変化の大きさに関係している。電流瞬時値のあの値のときの周波数は管球によつて異なるが、大凡波頭部に近いものは500 KC 以下、波腹部中央の電流最大の附近で1, 5~2 MC 程度である。

4, 2, 2 振動の発生の外部条件 双子型振動は再点弧及び消弧振動と異なり交流放電に於て必然的に発生するものではない。従つて発生するかしないかは個々の放電管について調べる以外に見わかる方法はない。また管球によつては電源電圧の或る範囲でのみ発生したり、電源電圧を急変したときのみ過渡的に発生したりして、極めて複雑な様相を呈する。このため統計的に処理するためにも適当な標本源がなく、以下の論拠は極めて不完全であるが、入手した限られた標本を基にした発生の外部条件を記せば

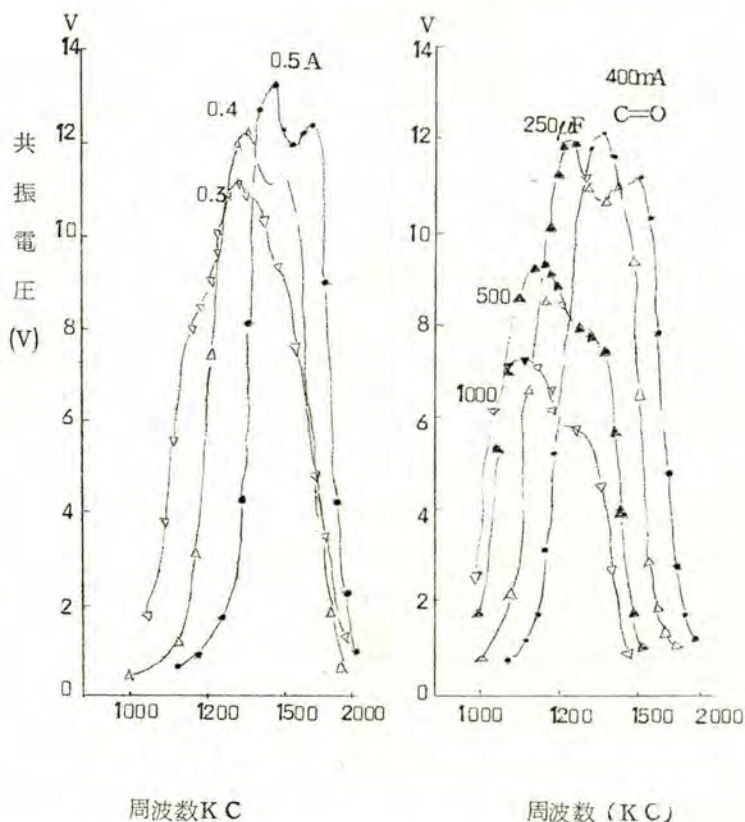
- ① 長時間点灯した放電管に多く新しいものでは発生率は少い。
- ② 発生している放電管では電源を増加すると一般に消滅する。
- ③ 発生していない放電管でも電源電圧をさげ電流を減少すれば発生することがない。
- ④ 電源電圧が急変するとき過渡的に発生することがある。
- ⑤ 補助放電、高周波無極放電等を重畳すれば消滅する。
- ⑥ ファイラメントに加熱電流を流せば振動は影響をうけ一般に消滅するが稀には発生する場合もある。
- ⑦ ファイラメント温度が高いと発生し難い。

等であるが、振動を発生している管球について外部条件の変化を加えて陰極点を観察した結果、一つの放電管については陰極点がファイラメント上の特定の位置を占めるとき振動は発生し、外部条件の変化で陰極点を他に移せば、振動は停止することが判明した。この陰極点の移動は2, 1で述べたように放電電流を変化させるか加熱電流を流せば容易に実現することが出来る。

この結果から双子型振動は陰極点及びこれに附随した条件によつて発生することが判明する。

4, 3 振動の電気的特性

双子型振動の発生する位相の大部分が波腹部であることから、直流放電に於ても正弦波振動が発生するであろうことは容易に推察される。事実直流放電に於て振動は現われ、その特性は交流放電の場合と全く等しい。振動の1例をオ4, 1図に示す。



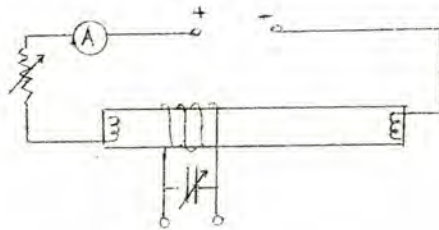
(a) 放電電流による周波数の変化 (b) 並列コンデンサによる周波数の変化

オ4, 1図直流放電における規則振動の特性

この測定はオ4, 2図の回路で行った。この図で明らかな通り周波数は放電電流及び端子間に接続した並列コンデンサによつて変化する。この変化の具合はオ2, 15図に示した雑音スペクトラムの変化と同じ傾向をもっている。この振動の発生する電流範囲は管球によつて異なるが、100~200mAから500~600mAの間である。フィラメント加熱、

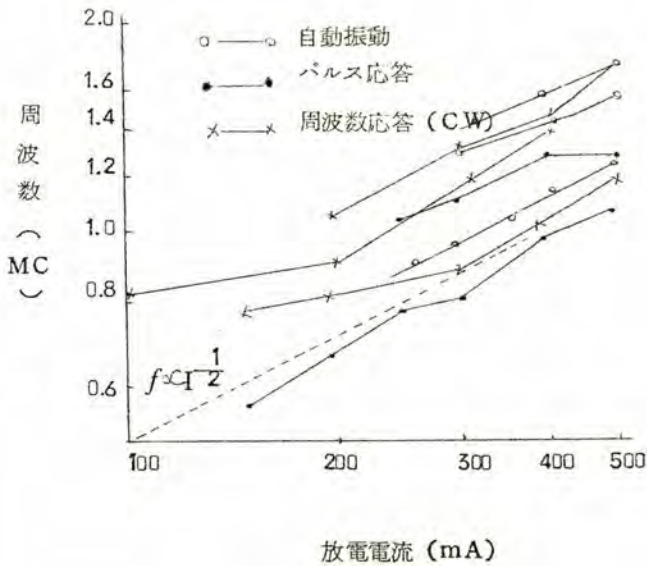
高周波放電の重畳等の影響は交流放電の場合と全く同様である。

オ 4 , 1 図の周波数スペクトラムが数 100 KC の巾をもっているのは直流電源のリツブルと放電管の陽極振動及び陰極点の変動等によつて周波数変調を受けているからである。



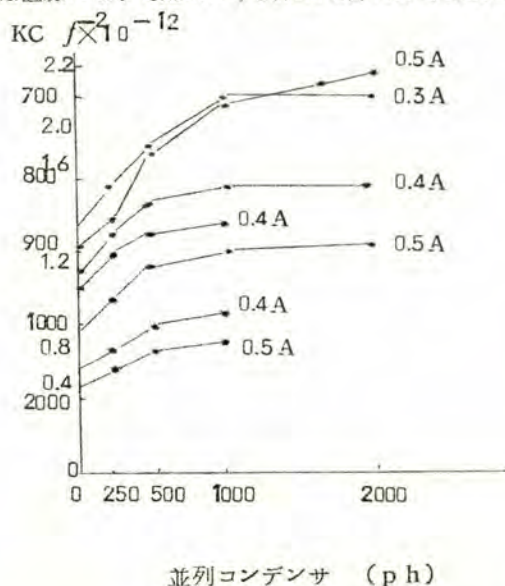
オ 4 , 2 図 周波数特性測定回路

4 , 3 , 1 周波数特性 振動の周波数が放電電流及び並列コンデンサによつて変化することはオ 4 , 1 図から明らかであるが更にいくつかの放電について周波数変化を測定し



オ 4 , 3 図 放電電流一周波数特性

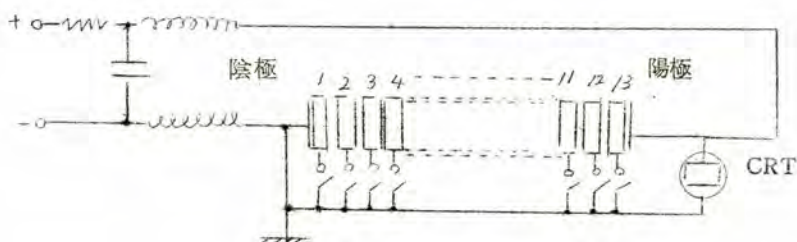
た結果はオ 4, 3 図及びオ 4, 4 図に示される。(これらの図には後で述べる放電空間の応答特性も併記している。) オ 4, 3 図は放電電流 I_L と周波数 f の関係を示すもので、何れの測定も略 $f \propto I_L^{\frac{1}{2}}$ の関係を満足している。また並列コンデンサ容量 C と f との関係はオ 4, 4 図に於て C と f^{-2} の関係で示されている。この表示法は $f = 1/2\pi\sqrt{LC}$ なる関係があれば直線になり勾配は L 、横軸の切片は分布容量を現わすことになる。



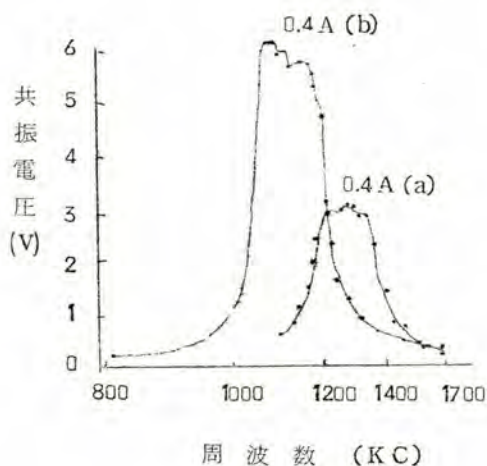
オ 4, 4 図 並列コンデンサ容量—周波特性

4, 3, 2 境界条件の影響 有限の大きさをもつ媒質中の振動は境界条件によって影響を受ける。放電管の高周波振動もその例外ではない。しかし実際の放電空間はその内部が一様ではなく管軸方向は勿論のこと、管径方向にも荷電粒子密度、温度及び電位分布の勾配をもち、且つ管壁と接する向にシースを形成している。このため振動に対する境界条件も簡単ではない。また、この様な放電空間特にシースの高周波特性も明らかにされていない。それ故ここでは放電管のガラス壁外に密着した金属箱を介しての境界条件の変化に対する振動の振舞についての実験結果を記述する。

螢光放電灯の管壁に巾 3.5 mm のアルミ箔を等間隔に巻きつけオ 4, 5 図の回路で放電させる。この外部導体を陰極に接続しなければ振動に対しては何ら影響を及ぼさず、外部導体の存在は振動には無関係である。しかし外部導体と陰極とを直接、又は L , C , R の回路素子、或はそれらの合成のインピーダンスを介して接続すれば、振動は影響を受ける。オ 4, 6 図は直接接続した場合の 1 例を示すもので接続することによって振動の周波



才4, 5図 境界の影響の測定回路



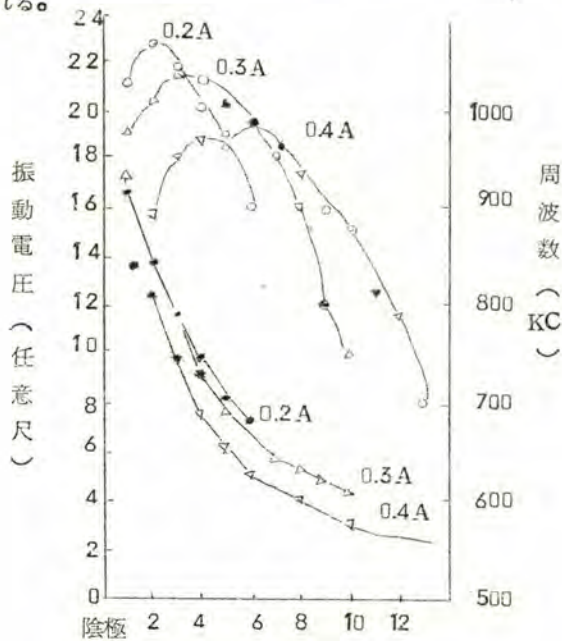
才4, 6図 外部導体の影響 (a) 陰極に接続しない場合
(b) 陰極に接続した場合

数は低下するが振巾は増大することを示している。このように振巾が増大することは重要な意味をもつ。即ちこの振巾の増大作用は既に発振している放電管のみにあるのではなく、発振していない放電管でも外部導体と陰極との直接接続によって振動が発生する場合があるから、この境界条件は放電空間の性質に影響を与えるものと考えられる。事実4, 5, 2で述べるパルス応答特性に於てこのことは証明される。

直接外部導体と陰極とを接続する代りに容量的に接続しても同様の効果が得られるが、誘導的に接続した場合は逆に振巾は減少するか、或いは振動が消滅する場合すらある。

これに関してはこの項の最後に述べる。

直接接続の場合の外部導体の面積及び陰極に対する位置の効果は才4, 7図及び才4, 8図に示される。



外部導体接続数

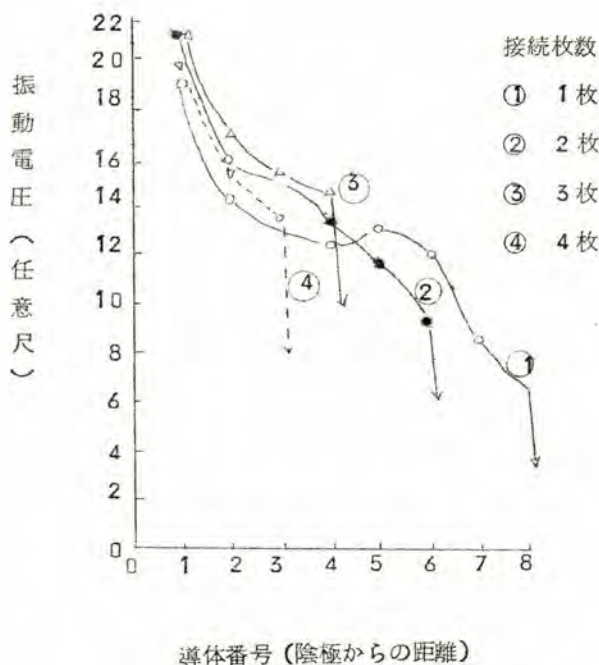
才4, 7図 ○△▽ : 電圧 ▲▼ : 周波数

面積に対する電圧及び周波数の変化

才4, 7図は陰極側から順次陰極に接続していつて面積を増大した場合を示すもので、周波数は面積の増大とともに低下してゆく。振動の振巾はある面積で最大になる。またこのときの面積は放電電流の増加と共に大きくなっている。

才4, 8図は外部導体面積を一定にして陰極からの位置を変えた場合を示すもので、横軸は陰極に接続した外部導体中最も陰極に近い導体番号を示している。振巾は陰極から離れるに従って減少し、遂に振動は消滅するが、振動の減衰特性は導体面積にあまり関係せず、消滅する位置は面積が小さい程陰極から遠い。

次に陰極と導体を接続するインピーダンスの効果について述べる。才4, 9図に示す回路によつて C_1 を可変にすれば放電管の振動周波数 f_0 に対してインピーダンス Z を容量性及び誘導性に変えることが出来る。振動周波数は L_2, C_2 で示した波長計によつて測

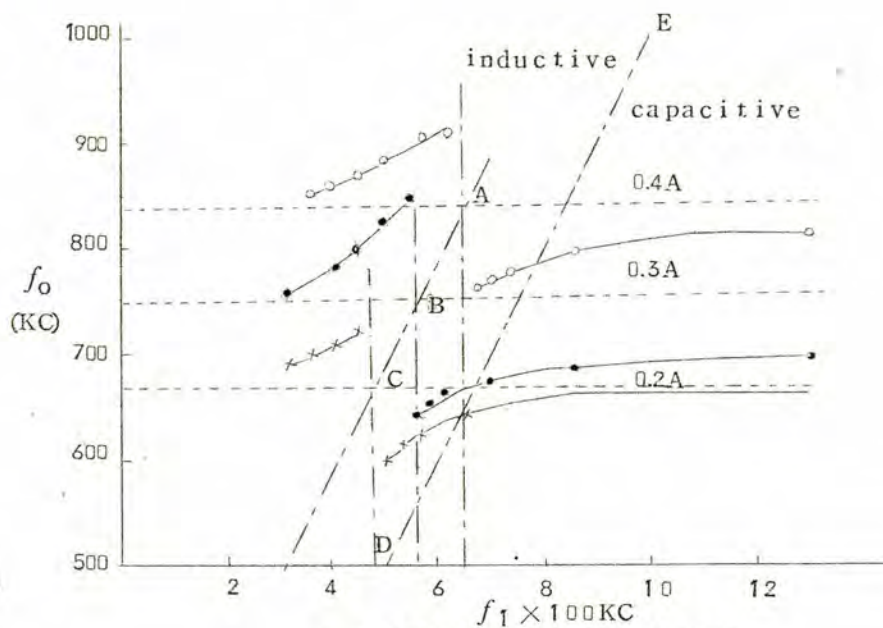
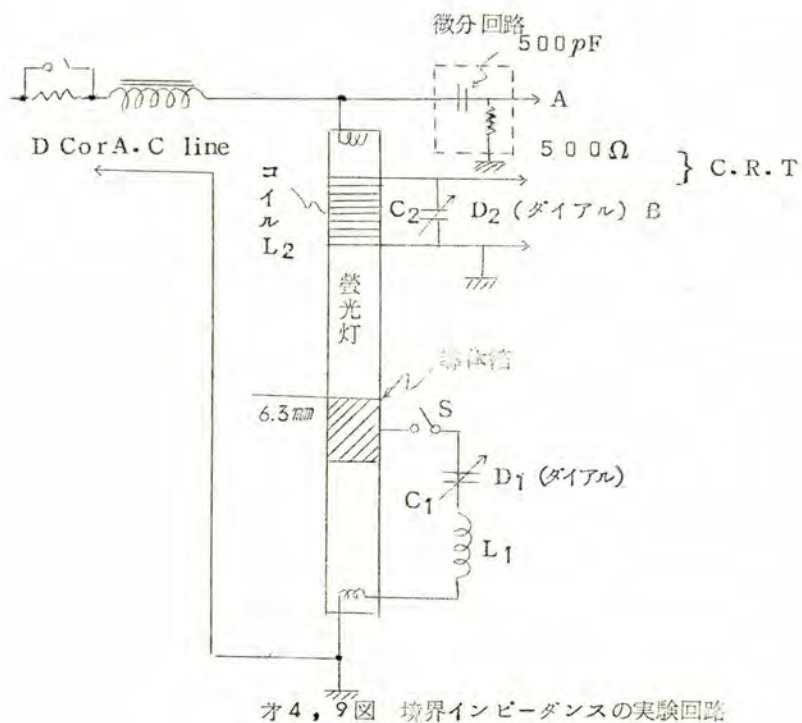


才 4, 8 図

陰極からの距離の効果

放電電流 0.2A

定する。この結果を外部共振回路の周波数 f_1 (実測) と振動周波数 f_0 の関係で現わしたものが才 4, 10 図である。図中 D, E で示した直線は $f_0 = f_1$ を示すもので、この直線より右側は Z が f_0 に対して容量性となり、左側は誘導性となる。図について説明すれば C₁ を減少していくにつれて f_0 は次才に高くなり C₁ のある位置で f_0 は急に飛躍して低い値となり、更に C₁ を減少してゆけば f_0 は外部回路のない場合に近づく。この f_0 の飛躍する所で振動は吸収され非常に弱くなる。この f_0 の不連続点は放電電流によって変るが、何れの場合も Z が誘導性領域に存在している。陰極と外部導体を誘導的に接続したとき振動が消滅するのは、振動のこのような特性によるものである。境界条件による振動周波数のこのような変化は、規則振動の発生機構がプラズマ及びその境界からの reaction を受けていることを示すものである。



オ 4 , 10 図 振動周波数に対する境界
インピーダンスの影響



写真 4.1 交流放電における双子型振動の発生形態

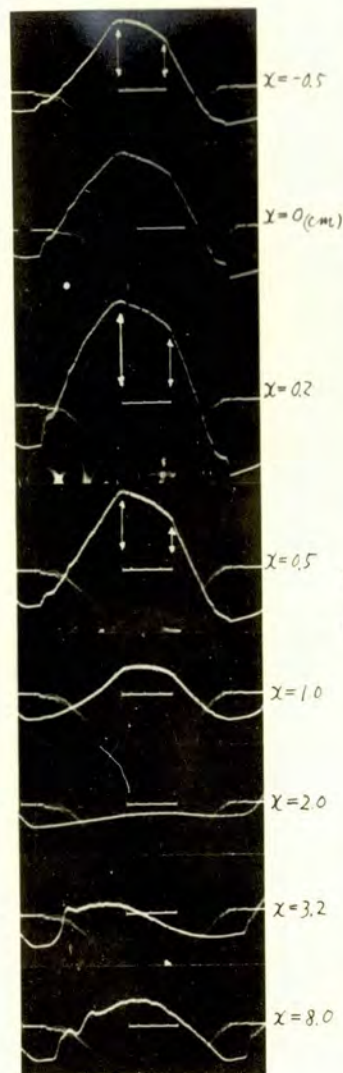
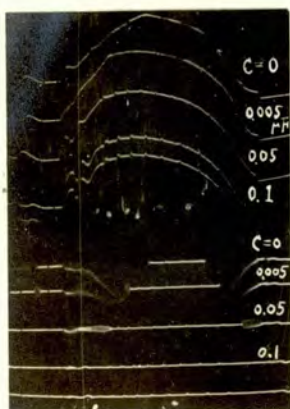


写真 4.2 双子型振動と発光波形の対応
(波長 5461 \AA (H_β))

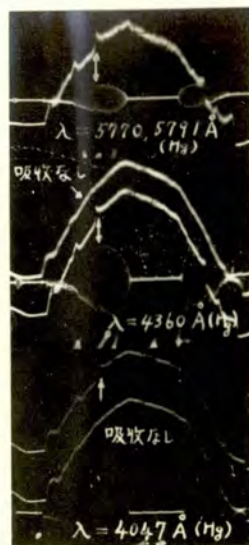


写真 4.3 双子型振動の吸収と発光波形の対応



写真 4.5 双子型振動とアルカリ発光波形 (4200 \AA) との対応
a) 振動の吸収あり
b) 振動の吸収なし

写真 4.4 端子間並列コンデンサによる双子型振動の吸収と発光波形 (4360 \AA (H_γ)) との対応
a) 発光波形, b) 端子電圧微分波形

4, 4 振動の光学的特性

振動の存在がグローの特性に如何に現われるか、また振動とグローの発光に如何なる相関があるかを知ることは、振動の発生条件及び発生の機構を知る上に欠くことは出来ない。それ故に特に波形の変化として測定し易い交流放電の双子型振動についての測定結果について記述する。測定方法は3.2.3で述べたものと全く同じである。

双子型振動を発生している場合の5461Å (Hg) の波形を陰極からの距離 x を変えて撮影したものを写真4, 2に示す。この波形から判明することは、双子型振動の始めの一群の終りと後の一群の始めの部分に於て光の波形に角が存在することである。この角は $x=1\text{cm}$ まで、即ち負グロー中のみで認められ、フラデー暗部以遠では認められない。波腹部に於て放電電流の時間は変化率 $\frac{di}{dt}$ は連続であるからこの角の生因は双子型振動にあると考えられる。即ち双子型振動がなければ光の波形の時間的变化率も連続であり当然双子型振動が存在していない位相の曲線を外挿したのものであると考えられる。そうすれば写真4, 2の波形の上側になる即ち光の強度は双子型振動のために減少していると考えられる。

この考え方を確認する為に次の実験を行った。4.3.2で述べたように外部導体と陰極とを直列共振回路で接続し特定の位相の振動を吸収させる。そのときの測定回路は写真4, 9図と同じである。このときの波形は写真4, 3に示すように、振動の吸収に対応して光の波形の上に小さい突った山が現われる。この山は f_1 を変えて吸収の位相をずらすとそれに応じて移動する。

このような光の波形の変化は他の水銀のスペクトル線についても同様に現われる。このような振動と光波形の対応は境界条件の変化によらずとも並列コンデンサによって振動を消滅させた場合にも現われる。写真4, 4は並列コンデンサの容量を増加した場合の光波形と振動との対応を示すもので、光波形にみられる角は振動の位相と完全に対応していることがわかる。

アルゴンスペクトルについて同様の観測を行った結果は写真4, 5に示すように水銀スペクトルほど顕著ではないが水銀スペクトルと略同様な変化が認められるが、アルゴンの発光が微弱であるのと光電子増倍管の雑音のため光波形の詳細が見わけ難い。

振動に対応した光の振動は再点弧振動と同様存在することが認められる。写真4, 6は波頭部の鋸歯状波振動の光波形を示すもので、写真4, 7は双子形振動の光の振動を示すものである。

これらの実験の結果を要約すれば次のようになる。

- ① 双子型振動の発生によつて光の強さは減じ人為的な振動の停止によつて光は強くなる。(アルゴン及び水銀)
- ② 振動は光の振動を伴なう。
- ③ 双子型振動による光波形の変化は負グローに限られる。

双子型振動の光学的特性については、³⁶⁾ 勃氏らの研究がある。それによれば、双子型振動を発生する放電管では負グロー中に Ar II ($3932, 3968 \text{ \AA}$) のスペクトルが現われ、且つ陰極近傍に Ar 発光の振動が存在することが報告されている。

筆者も振動の有無による陰極点近傍のスペクトルの変化を調べた。写真4, 8は交流放電によるスペクトル、写真4, 9は直流放電によるスペクトルであつて、(a) は振動を発生しているとき、(b) は人為的に振動を停止せしめた場合である。又写真4, 10は外部条件の変化によつては決して振動を発生しない放電管のスペクトルを示す。これらのスペクトルを比較し且つ 3932 \AA 及び 3968 \AA の有無を調べた結果殆んど差異は存在しない。従つてこの結果から Ar II のスペクトルの存在は振動が発生する為の必要条件であつても充分条件ではないことが判明する。



写真 4.6 鋸歯状波振動
の光の振動



写真 4.7 双子型振動
の光の振動

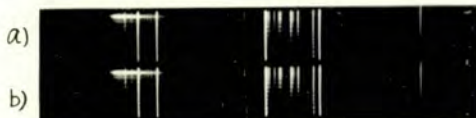


写真 4.8 交流放電における陰極近傍
のスペクトル

- a) 双子型振動発生
- b) 双子型振動も C_p によつて停止

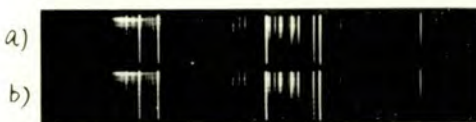


写真 4.9 直流放電における陰極近
傍のスペクトル

- a) 規則振動の発生
- b) 規則振動の停止

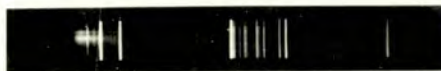


写真 4.10 規則振動を発生しない
放電管の陰極近傍のスペクトル

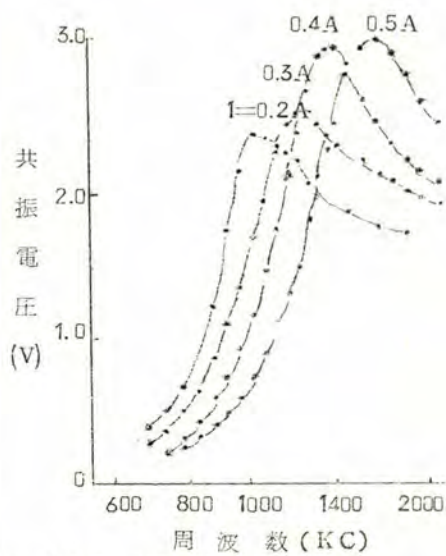
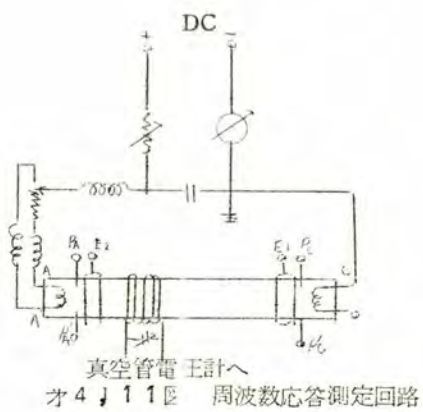
4, 5 放電空間の高周波特性

放電管内部に正弦波に近い規則的な高周波振動が発生することは、その原因はともかくとして、放電管自体が高周波に対して選択的な特性をもっていることを想起させる。こゝでは主として振動を発生していない放電管の高周波特性を調べ、また発振し得る放電管と比較し、放電管の共振特性と振動の特性とが一致することを記述する。更に放電管の高周波インピーダンスについて測定し、これら放電管の高周波特性が陰極の状態に依存することを明らかにし、振動の発生条件に対する考察を行なう。

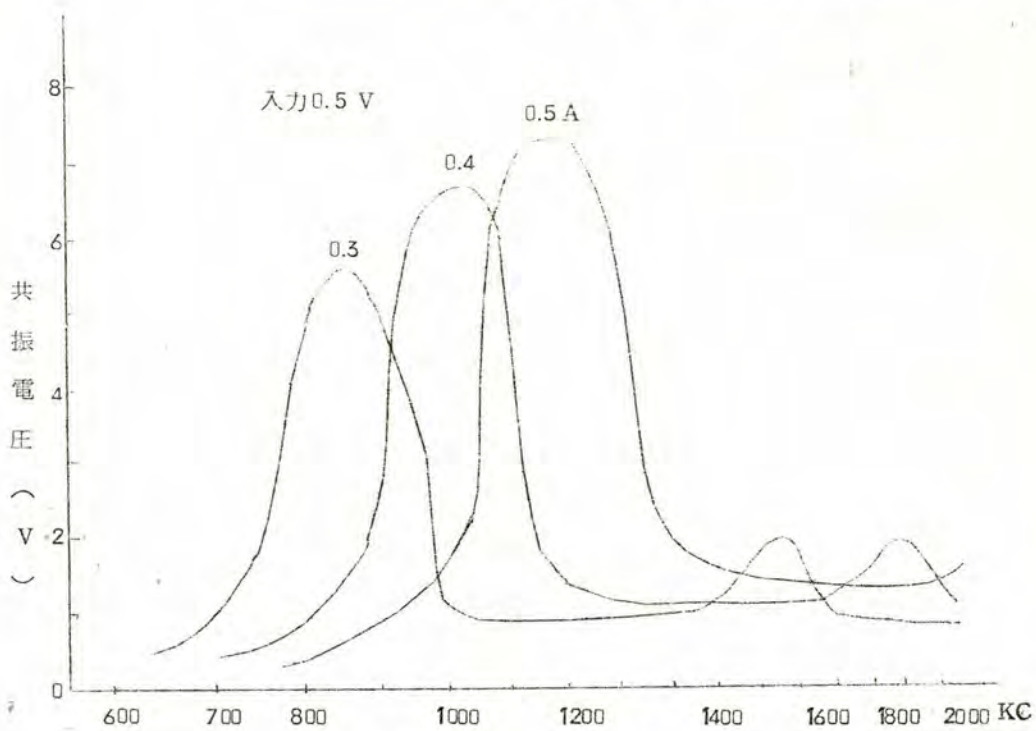
4.5.1 放電空間の周波数応答 オ4, 11図の回路に於て、陰極近傍のプローブと陰極との間に高周波電圧を印加すると陽極陰極間にもその電圧が現われる。或は陽光柱と結合した波長計にも印加した高周波が検出される。これらの出力高周波電圧は入力の高周波数によつて変り、放電空間が高周波の選択特性をもつことを示す。オ4, 12図は放電電流をパラメータとした選択特性の例を示すもので、縦軸は波長計の共振電圧で示している。放電管が異なればオ4, 13図に示すように波長計の共振電圧も高くなる場合がある。即ち、放電管により放電空間の選択度、或は等価的なQの値が異なることが判明する。並列コンデンサの容量をパラメータとしたときの選択特性は、オ4, 14図に示されている。これらパラメータによる選択特性のずれかたはオ4, 2図に示した振動の特性と全く等しい。

オ4, 11図の回路に於て電源の極性を反転し陽極とプローブの間に高周波電圧を印加した場合には、前の場合とは異なり、陽極陰極間にも或いは波長計にも高周波は検出されない。

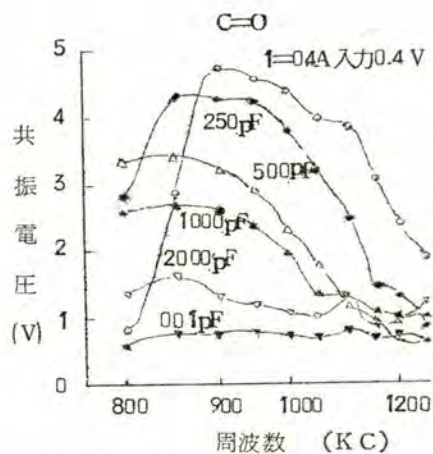
4.5.2 放電空間のパルス応答 周波数応答の測定は一回の測定に或る程度の時間を要し、その間に陰極点の変動があれば当然特性は変る。また陽極振動や電源のリップルが存在するため、測定は容易でなく、また精度も低い。そのため放電空間の選択周波数や選択度を知る為には、パルス応答の測定が最も容易であり精度も高い。このためオ4, 15図に示すパルス発生器を試作し、オ4, 16図の回路によつて種々の管球及び条件によるパルス応答を測定した。写真4, 11はパルス応答波形の一例を示すものである。一般に応答波形は減衰振動となり、その周波数及び減衰率は条件により、また管球によりまちまちであるが、放電電流、並列コンデンサ及び外部導体の効果等は何れも同じ傾向をもつ。オ4, 3図に周波数応答及びパルス応答の周波数と放電電流を併記している。オ4, 4図に並列コンデンサと周波数の関係を併記しているが、共に直流振動の場合と全く同じである。



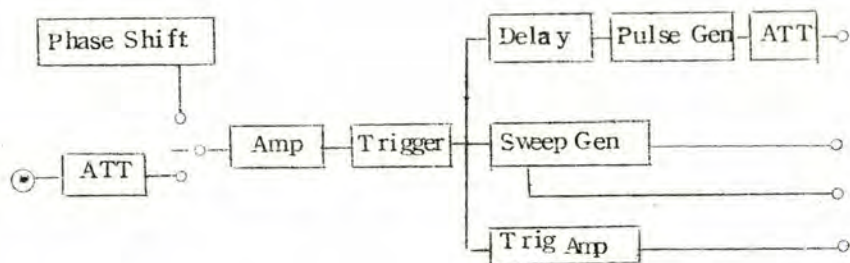
オ4, 12図 放電空間の周波数応答



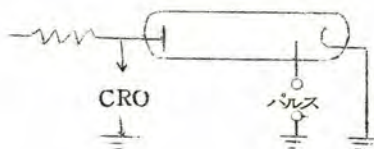
オ4, 13図 放電空間の周波数応答



オ 4 , 1 4 図 周波数応答に対するコンデンサの効果



オ 4 , 1 5 図 パルス発生器



オ 4 , 1 6 図 パルス応答測定回路

振動の減衰率は特に管球による差異が著しい。このパルス応答によればその放電管が振動を起す可能性があるか否かを直ちに判定することが出来る。即ち、振動が発生したり消滅したりしている放電管では減衰率が常に変化していて振動の消長と期を一にしている。この間の事情は Pulsed Hartley 回路に於て帰還率を変えた場合と酷似している。

交流放電にパルス応答を適用すればこの間の様子が明らかになる。写真4, 12(a)~(g)は交流放電の今考慮している電極が陽極として動作している位相から陰極として動作している位相までの約半周期に於ける応答波形の変化を示すもので端子電圧波形を微分したものである。

- (a) は陽極位相のときで入力パルスの微分されたものが現れる丈である。
- (b) は再点弧振動の位相でこゝでも振動は現われない。これから後が陰極位相である。
- (c)~(g)までは陰極位相で電流瞬時値は増加している。
- (c) ではごくわずかに振動らしきものが認められるが、(d)ではパルスがなくても双子型振動が発生していて減衰率は0である。あと(e), (f), (g)と双子型振動の発生している位相から離れるに従つて減衰率は大きくなってゆく。また振動の周波数はd→gと電流が増す程高くなっている。

写真4, 12(a)のように陽極-ブローブ間にパルスを印加しても減衰振動は現われない。これは直流放電に於ても同様である。このことは周波数応答の場合と同じく、放電空間では陰極近傍の高周波擾乱は陽極へ伝達されるが、陽極近傍の高周波擾乱は陰極には伝達されないことを示している。

前節及び本節の実験によつて螢光放電管の放電空間は高周波の選択特性をもち、これらの特性は高周波振動の特性と全く等しいことが判明した。また振動の発生は放電空間に等価な電気回路を考えたときの損失が0になつたものと考えることが出来ることを示している。

4.5.3 放電管の高周波インピーダンス 前節までの実験によつて螢光放電管の放電空間が高周波選択特性をもつことが判明した。そこで次に高周波インピーダンスが如何なる特性を示すかと考えることは当然の推移であろう。

放電管のインピーダンスについては20 KC以下の主として可聴周波数では理論的に実験的にかなり精密な研究が行なわれ、その特性は明らかにされているが、100 KC以上の高周波インピーダンスに関しては若干の報告がある丈で、理論的には勿論のこと実験的にも精密な研究は行なわれていない。マイクロ波領域に於ける放電のインピーダンス特性

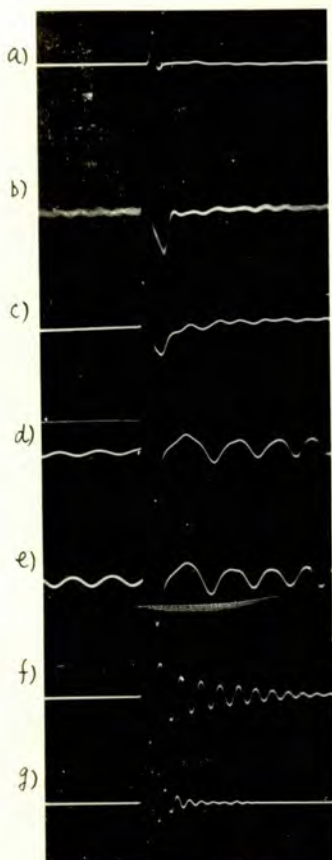


写真4.12 交流放電の

パルス応答

a) 陽極位相

b) 消滅弧時

c) ~ g) 陰極位相

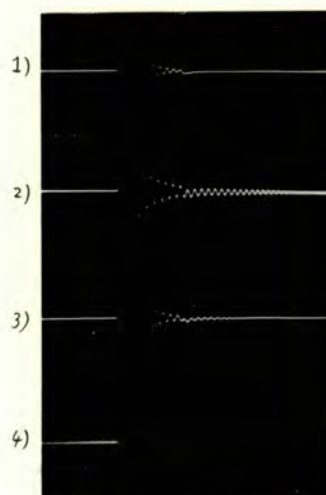


写真4.11 (a) 直流放電のパルス
応答に対する外部等価の效果

1) $I_L = 0.45 A$ 2) $I_L = 0.45 A$ 外部等価

3) $I_L = 0.4 A$ 4) $I_L = 0.4 A$ 外部等価

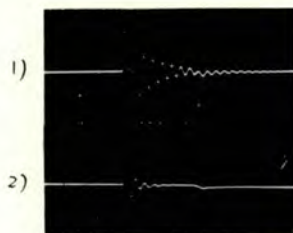


写真4.11 (b) 直流放電のパルス

応答に対する並列コンデンサの效果

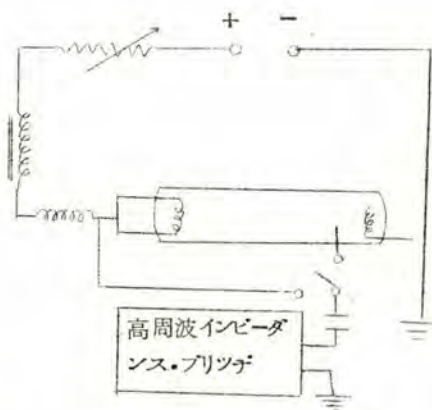
1) $I_L = 0.3 A$ 2) 並列コンデンサ $0.001 \mu F$

を接続

が精密に測定されていることを考え合せると、高周波（無線周波）領域の研究の欠除は対象の複雑さ測定器及び測定法の不適當及び困難さと、加わるに今まで工学的な必要性がなかったことによるものと思われる。

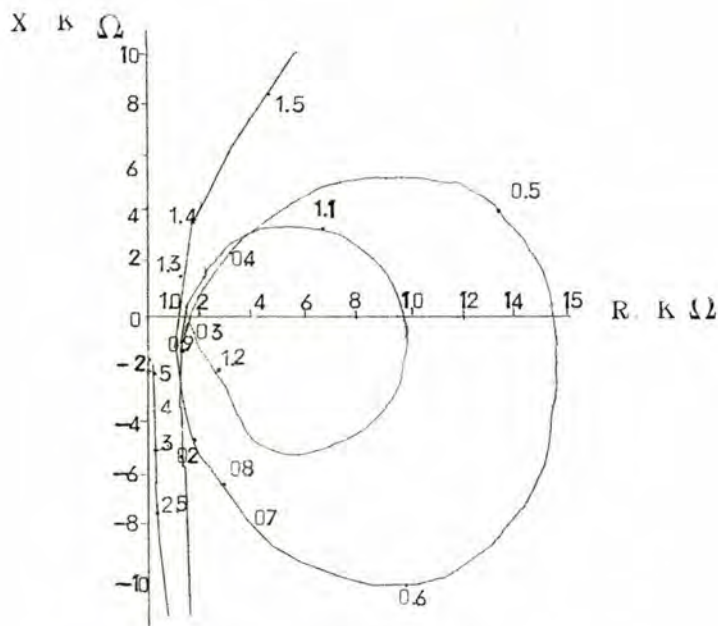
本節で述べる放電管の高周波インピーダンスもその精密さに於ては充分ではない。その原因は①放電管が一種の能動回路であることしかも陰極点の動揺、直流電源のリップル等のため Zero method では時間的追随性に欠く②の電源回路のインピーダンスが放電管インピーダンスのせいぜい10倍程度しか為し得ないことによるものである。しかし乍ら一応放電管内部の状態とインピーダンス特性との間に相関があることを数多くの測定から見出すことが出来た。

(1) インピーダンスの測定法 放電管の高周波インピーダンスの測定回路をオ4, 17 図に示す。

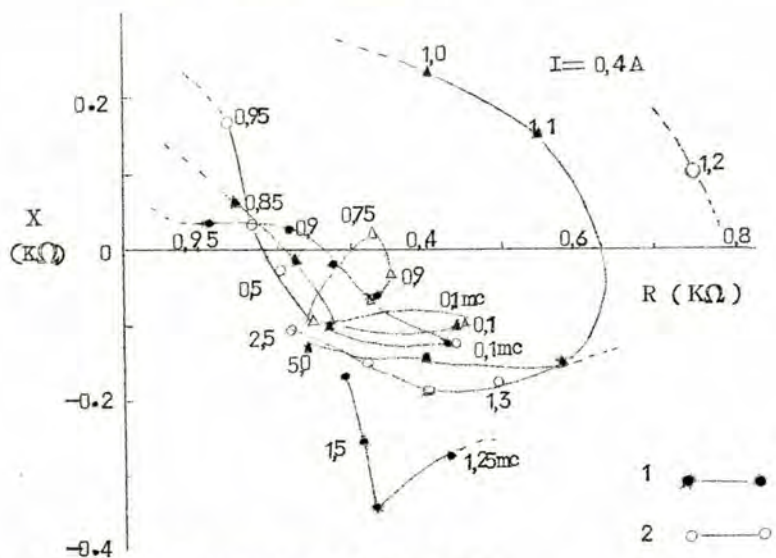


オ4・17 図 放電管の高周波インピーダンス測定回路

使用したインピーダンス測定器は100 KC ~ 5 MC の範囲のアドミッタンスを測定するもので、その範囲は $g: 10 \sim 10^5 \mu\Omega$ $C: 0 \sim 0.005 \mu F$ である。電源回路のインピーダンスは実測の結果オ4, 18 図の特性をもっている。



オ 4 . 1 8 図 電源インピーダンス

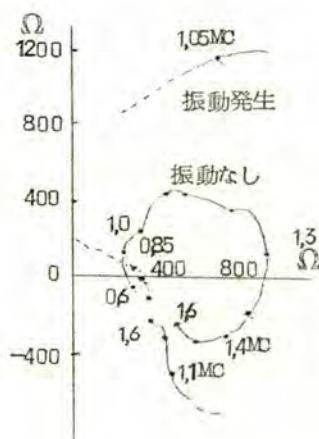


オ 4 . 1 9 図 振動と探針-陰極間インピーダンス

- 1 . 外部導体を陰極に接続 (振動強大)
- 2 . 外部導体を開放 (振動)
- 3 . 外部導体をコイルを介して陰極に接続 (振動はやゝ弱い)
- 4 . 端子間に $C_p = 0.1 \mu F$ を接続 (振動は消滅)

放電管のインピーダンスは一般に $R < 1 \text{ K} \Omega$ $X < 1 \text{ K} \Omega$ で特別の場合を除いて放電管インピーダンスの方が測定した周波数全域で電源インピーダンスより低い。また測定結果は他の結果とも大して違わないから、この測定で充分であると思われる。放電管とインピーダンスブリッジとの結合コンデンサは直流阻止のためのもので、その容量を充分大きくとればインピーダンスを無視し得るのであるが、容量が大きいと振動のみならず放電空間の高周波特性に影響を与えるので、 $100 \sim 500 \text{ pF}$ のチタコンを用い、後でこのコンデンサのインピーダンスを差引いた。

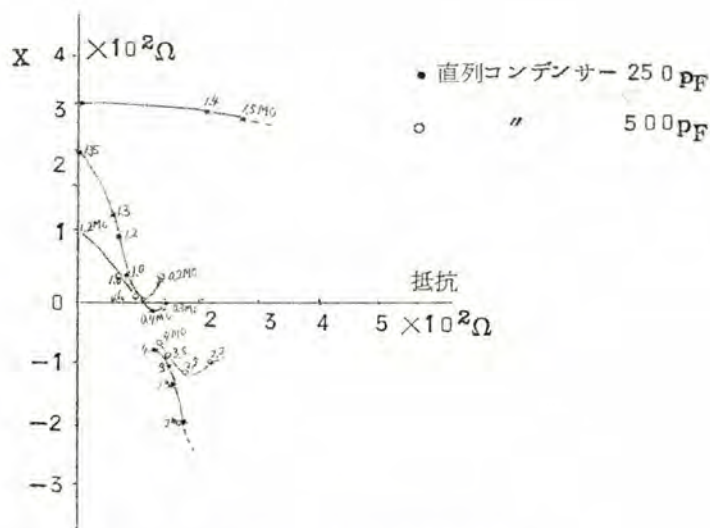
(2) 振動とインピーダンス特性 振動を発生する放電管について、外部条件を変えて振動を発生又は停止させた場合の探針—陰極間のインピーダンスはオ 4, 19 図のようになる。即ち(1)は外部導体を陰極に接続した場合、(2)は接続しない場合、(3)はインピーダンスを介して接続し振動を弱めた場合、(4)は並列コンデンサ $0.1 \mu\text{F}$ によって振動を停止させた場合である。またオ 4, 20 図は別の放電管について測定した例で、結合コンデンサは外部導体を陰極に接続すれば発振し接続しなければ振動しないように 500 pF に選んだ。



オ 4, 20 図 振動の有無によるインピーダンスの差異

またオ 4, 21 図は振動している放電管の端子間のインピーダンスを結合コンデンサを変えて測定した例である。またオ 4, 22 図は同一蛍光放電管で発振している場合と陰極点を移動させて振動がない場合の端子間インピーダンスの測定例である。

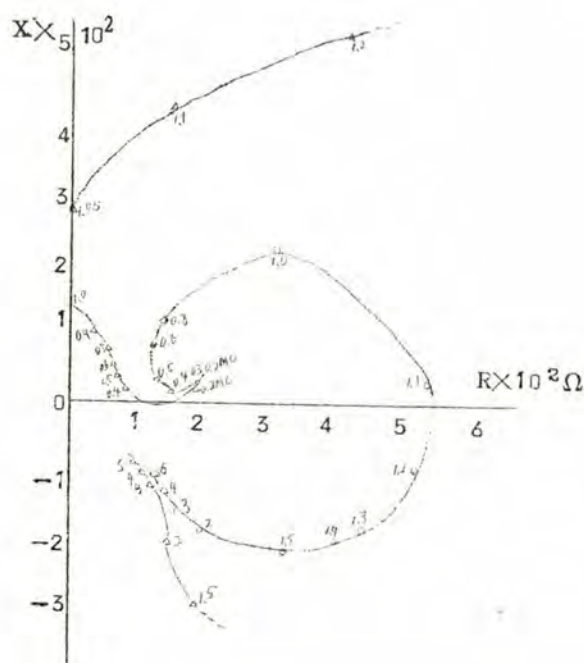
これらの結果から判明することは次の通りである。



オ 4 , 2 1 図 直列コンデンサのインピーダンス
測定に及ぼす効果

- ① プローブ陰極間，端子間を問はず振動が発生している場合のインピーダンス円は振動のない場合のそれより大きい。
- ② 振動の周波数はインピーダンス円で抵抗分が小さい所であつて，測定の結果からは負抵抗と推察される。
- ③ 外部条件によつてインピーダンス特性は変化する。
- (3) 内部条件とインピーダンス特性 前項に示したようなインピーダンス特性は当然放電管内の状態によつて定まるものと考えられる。そこで振動から離れて種々の放電管のインピーダンスを調査した。

オ 4 , 2 3 図は放電電流を変えたときのインピーダンス特性を示すもので，電流を増すとインピーダンスは低くなる。またオ 4 , 2 4 図は試作した Ar のみの放電管についてインピーダンスの経時変化を示すものである。この例に示すように放電管のインピーダンスは電流によりまた時間的に変ることが明らかとなつた。しかしその変り方に著しい差違が存在する。即ち電流によるインピーダンスの変化は抵抗軸に沿つての平行移動と右まわりの回転であるが経時変化は測定周波数範囲で容量性インピーダンスであつたものが一部誘



オ4, 22図 振動の有無によるインピーダンスの差異

導性に変化する即ちリアクタンス軸に沿つての平行移動と左まわりの回転である。経時変化の意味は次に述べる傍熱型陰極のインピーダンス特性によって一層明確になる。

才4, 25図及び才4, 26図は傍熱型陰極の放電電流を一定にして陰極加熱電流を変えたときの端子間インピーダンス及びプローブ-陰極間インピーダンスを示すものである。この2つの例に示されるように、インピーダンスは陰極の状態特に熱電子の放射能に関係し陰極の温度飽和電流 i_s が大きい程インピーダンスは高く、且つ大きい容量性リアクタンスをもち、 i_s が小さくなるにつれてインピーダンス特性は左まわりに回転する。

これらの実験結果によつて判明したことは

- ① 放電管のインピーダンスは放電電流及び陰極の温度飽和電流によって変化する。
- ② 放電電流を一定にすればインピーダンスは温度飽和電流のみで定まり， i_s が小さい

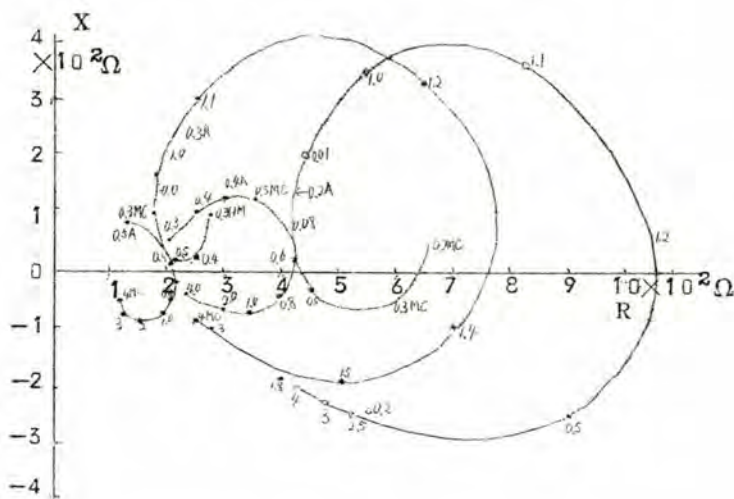


図 4, 2 3 図 放電電流によるインピーダンスの変化

程インピーダンスは低く且つ容量性リアクタンスも小さく、時には誘導性になることもある。

③ ②の特性を利用して放電管陰極の良否を判定することが出来る。

これらのインピーダンス特性の測定から振動の発生の必要条件を導き出すことが出来る。即ちインピーダンス円の大きさを度外視すればインピーダンス特性が左回転して共振点が現われ更に回転すれば負抵抗領域をもつことになるから、振動が発生する為には s がに比べて小さく陰極前面に加速電界が発生することが必要であると推察される。

以上この節の実験結果を総括すれば次の如くなる。

① 放電空間の選択特性は高周波インピーダンスの共振特性にある。

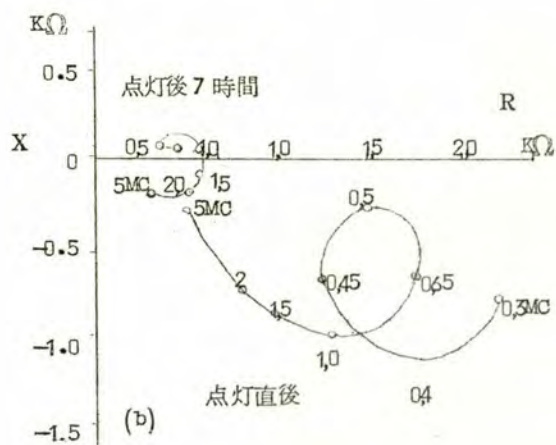
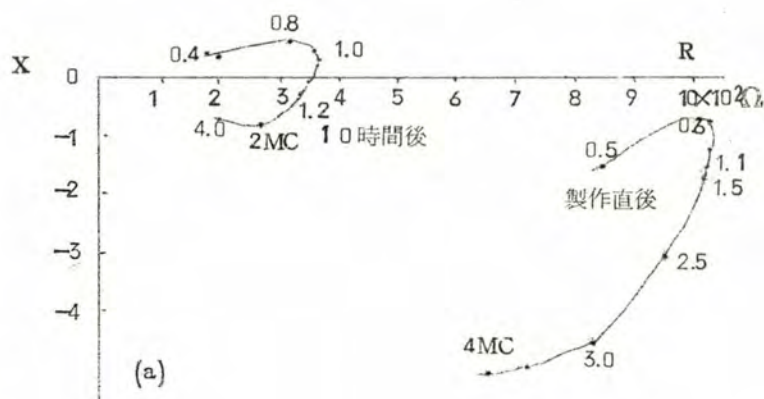
(傍熱型陰極については次節で述べる。)

② 振動の特性、周波数応答、パルス応答及びインピーダンス特性は当然乍ら矛盾しない。

③ 振動はインピーダンス特性の誘導性で負抵抗の領域の周波数をもつ。

④ インピーダンス特性から①及び③は陰極前面の加速電界の存在によっておこる現象で

あることが推察される。



オ 4 , 2 4 図 試作放電管インピーダンスの経時変化

4.6 規則振動の発生条件

前節まで主としてフィラメント陰極の蛍光放電灯の振動及び高周波特性について述べ、傍熱型陰極については殆んど触れなかつた。その理由は傍熱型陰極の蛍光放電管では規則振動が発生しなかつたからである。

何故傍熱型陰極で規則振動が発生しなかつたかその理由を少し考察してみよう。4.4で述べた通り A_r II のスペクトルの存在やインピーダンス特性或いは4.2の振動発生の観察及び電子ビームによるイオン振動励起の理論等から規則振動の発生しているときは陰極前面に強い加速電界が存在することが推察されていた。しかし乍ら加速電界丈で充分であればグロー放電、特に異常グロー放電ではその条件を満足している。或いはグロー放電でなくても傍熱型陰極でも加熱電流を取り去つてしまえば放電電流の自己加熱によつて放電を持続るから放電の機構の上からはフィラメント陰極と本質的には違わない。ただ電子放射面積の大きさが非常に異なり、そのために陰極の温度は傍熱型の方が低い。この陰極の有効面積の違いが振動の発生条件の中で本質的なものであるかどうか。この点に関して以下述べるような実験を行ない振動発生の必要充分条件を確認した。

4.6.1 傍熱型陰極の規則振動 傍熱型陰極では通常の状態では陰極加熱電流を減少しても振動は発生しない。このことはパルス応答波形で減衰振動にならないことから判定される。そこで振動が発生しない理由が陰極有効面積にあると考え陰極の活性化を充分に行なつていない傍熱型蛍光放電管を試作してパルス応答を調べた。

図4.27図にその実験回路を示す。供試蛍光放電灯の傍熱型陰極の構造は特に変つた

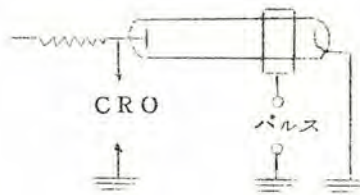


図4.27図 傍熱型陰極放電管に対するパルス応答回路

点はないが、ただ酸化物の面積全体について電子放射が一様になるようには活性化を行なっていない。このため熱電子放出の性能は陰極スリーブの中央では高いが両端にゆくに從つ

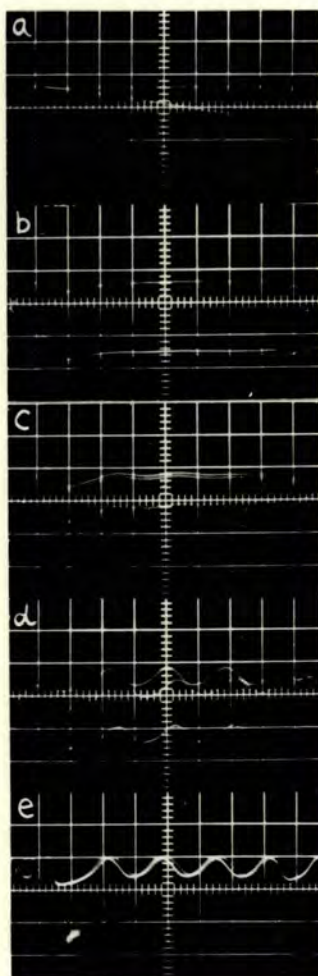


写真 4.13 規則振動発生時の
傍熱型陰極の状態.

写真 4.14 陰極加熱電流の減や
とパルス応答 - 振動発生

	$I_L (A)$	$I_h (A)$
a	0.6	0.6
b	"	0.51
c	"	0.48
d	"	0.46
e	"	0.42

スケール 5V/div, 1μs/div



て低くなっている。このような放電管を使用すれば、放電電流が一定のとき陰極温度が高いと一応陰極の有効面積全体から電子は放出されグローは陰極全体に広がっているが、陰極温度を下げてゆけばグローは陰極の両端ではあわくなり、次第に中央に集束し遂には陰極面上に陰極点を生ずる。写真4, 13はこのときの陰極の状態を示すもので陰極点の生成を明示している。

陰極近傍のこのような変化に対応してパルス応答波形は写真4, 14の如く変化し、写真4, 13の如く陰極点の生成によつて振動が発生することを示している。即ち陰極温度が充分高いときは印加パルスの微分された形が陽極に現われるだけであるが、陰極温度が下るにつれて振動的になり、遂に陰極点が出来ると振動が継続する。しかしこのような状態は永続しない。イオン衝撃による酸化物の消耗が激しくスパークして陰極点は他の場所に移るからである。そのため一旦陰極温度を上げ再び陰極温度を下けても振動が発生するとは限らない。振動が発生しない場合のパルス応答を写真4, 15に示す。振動は発生しなくても応答波形は振動的になつて来る。この点については常に同様の結果が得られる。すなわち陰極温度を下げ陰極前面に加速電界が生ずるとパルス応答は減衰振動となる。この結果は4.5.3のインピーダンス特性の結論を証明するものである。では振動を発生するかしないかの差異は何処に存在するか。これは一つにグロー集束にかかっている。写真4, 16はパルス応答は振動的であるが振動が持続しないときの陰極の状態を示すものであつて、陰極点以外の場所にもグロー（アルゴン）が存在する。振動の発生を陰極温度の上下によつて人為的に行うことを繰返し試行した結果、グローの完全な集束と振動の発生とが完全に対応し、たとえごくわずかでも陰極点以外の部分にグローが観察される場合には振動が発生しないことを確認した。

陰極温度の変化は傍熱型陰極では主として陰極加熱電流に依存するが、加熱電流をなくしてもイオン衝撃による自己加熱によつて電子放射は行なわれる。このときの電子放射機構はフィラメント陰極の場合と同じである。しかもグローが集束された状態ではフィラメント陰極と全く同様に考えることが出来よう。写真4, 17は加熱電流0のとき放電電流の変化によるパルス応答波形の差異を示すもので、放電電流を減少する従つて応答波形は振動的となり、遂には振動を持続するに至る。只フィラメント陰極の場合は放電電流によつて陰極点の面積温度のみならず位置まで変化するが、傍熱型陰極では熱容量がはるかに大きい為、放電電流の変化によつて陰極点の位置は短い時間内では変化的ことが出来ず、陰極点の温度及び陰極点を含めた有効陰極面積が変化する。このため傍熱型陰極はフィラ

メント陰極とは全く同一ではないが、フィラメント陰極の場合もグローが完全に集束し、電子放射面積が確然とする場合に振動が発生することは確実であると推定される。

振動の周波数は傍熱型陰極の場合も放送周波数帯であるが数度の繰返し実験の結果は才4, 1表に示すように繰返しの度に異なつた振動周波数となつた。たゞ一回の実験の間で

才4, 1表 傍熱型陰極螢光灯の陰極振動

傍熱型陰極螢光灯の陰極振動

I_L (A)	I_F (A)	f (MC)	I_L (A)	I_F (A)	f (MC)
0.6	0.46	0.555	0.3	0	1.455
	0.44	0.57	0.21	0	1.280
	0.42	0.60			
	0.40	0.61	0.2	0	0.6
	0.38	0.65	0.17	0	0.72

は、放電電流が一定の場合は加熱電流の減少によつて周波数は高くなる。これらの原因はグローの集束によつて出来た陰極点を長時間一定に保つことが出来ず、また繰返すと陰極点の位置が変り、従つて陰極点面積を一定にすることが出来ないため、陰極点前面のイオン密度、陰極点の電流密度が変り周波数が変化したと考えられる。

以上述べた実験によつて放電管の高周波規則振動の発生のための必要充分条件を明確に実証することが出来た。そのうえ放電管のパルス応答を陰極の特性の判定に利用出来ることが明らかとなつた。

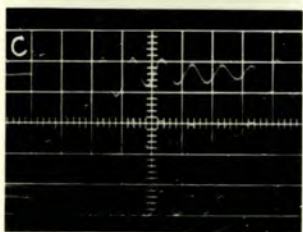
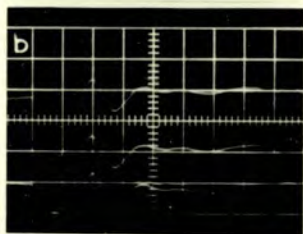
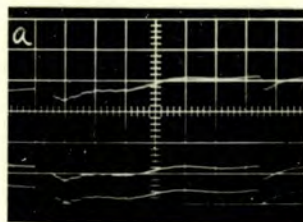


写真 4.15 陰極加熱電流の
減少とハルステイタ - 振動発生せず

	$I_k (A)$	$I_a (A)$
a	0.17	0.3
b	"	0.15
c	"	0

いずれも $2V/div., 1\mu s/div.$

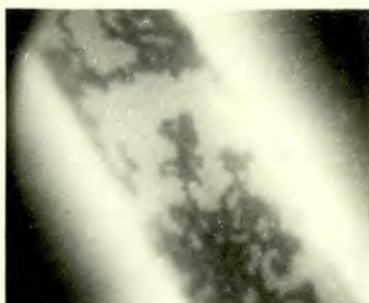


写真 4.16 規則振動を発生しない
ときの傍熱型陰極の状態

4, 6, 2 規則振動の発生条件 前節の傍熱型陰極に於ける実験によつて、規則振動の発生には陰極前面の加速電界のみならずグロー集束も必要とすることが明らかになった。これを放電空間について考えると、放電空間内で荷電粒子は速度空間のみならず、位相空間に於いてもビーム状をなすことが必要であることを意味している。この条件をフィラメント陰極について考察する。

フィラメント陰極では放電電流 $10 \sim 20 \text{ mA}$ 以上では必ず陰極点をもつ。陰極点の状態は管球によりまた点灯時間によつても変化するが、一般に点灯初期の良好な状態は写真 4, 18(a) に示すように陰極点は一次コイルの 2 ダン程にまたがり陰極点の境界は明確ではない。点灯時間が増加するに従つて陰極点の境界は明確になり、その著しい場合は(b)の如くいくつかの領域に分割され、それらの間を常に移動したり又は停止したままであつたりする。寿命の末期或いは不良陰極では(c)の如く陰極点は広がり A_r のスペクトルが強くとグローは陰極近傍で赤紫色を呈する。このような陰極点の変化の過程に於て、陰極点の境界が明確になる時期をもつことは前節の実験結果と考え合せて重要な意味をもつ。4, 2, 2 で述べたように振動は或る程度点灯した放電管に発生率が高く、且つ陰極点が特定の位置にあるときに発生する。これらの事実からフィラメント陰極に於ける振動の発生条件も前節の結果と同一であると推定される。即ち陰極点の境界が明確で且つグローがその部位に集束されたとき振動が発生すると考えられる。このように考えると高周波規則振動は陰極の構造には無関係となり、放電空間内部とその境界のみを考慮する事で充分になる。従つて振動が発生する為の必要充分条件は陰極の構造に依らず陰極近傍に於て加速電界が存在して且つグローが集束されていることであると表現することが出来る。

この結論を実証するために次節の如き放電管を試作して実験を行なつた。

4. 6. 3 特殊放電管による規則振動の再現 前節までの実験によつて規則振動の発生条件はほぼ明らかとなつた。しかし振動が発生しているか、或いは発生し易い放電管の外部条件を変えることによつて、放電空間の条件を変えて実験を行つたのみであつて、対象とする放電管を必ず発振させることは出来なかつた。また傍熱型陰極に於けるように、たとひ発振させることが出来ても永続させることが出来なかつた。そのために振動の定量的測定を行なうことが出来ず、発生機構にまで立入ることが許されなかつた。そこで振動の発生条件を確認し、且つ完全な振動を得る為に才 4, 28 図に示すような放電管を試作した。その構造は陰極フィラメントを完全に取囲んで他の放電空間と隔離し、陽極に面した壁に $1 \text{ mm } \phi$ の小孔を開いたものである。この構造のゆえんは小孔を仮想陰極点

60W 蛍光灯フィラメント

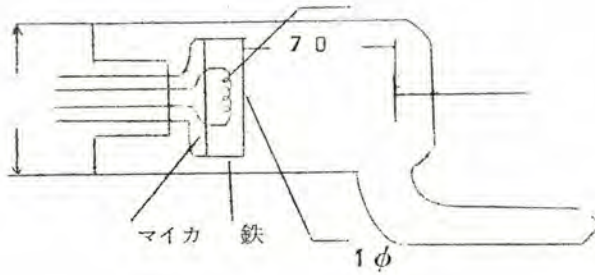


図 4, 28 試作 振動発生用放電管

と為し得るようにしたためである。また現象を簡単にする為に封入ガスはヘリウムのみとし、蛍光放電管のような混合ガスによる複雑さをさけた。かかる放電管を直流放電させた結果、明らかに規則振動が発生することが確認された。またこの振動が陰極振動であることも確認された。写真 4, 19 に振動波形の 1 例を示す。この放電管の詳細は次章で述べる。

4, 7 結 論

本章では陰極規則振動のうち特に正弦波振動の蛍光放電管に於ける特性を明らかにし、放電管の高周波特性を調べて、放電管の高周波特性が陰極の特性と関連をもつことを明した。また更にこの振動の発生条件を明確に示し、且つ試作放電管によつて実証した。これらの結果のうち重要なものを列挙すれば次の如くである。

- (1) 蛍光放電管の高周波規則振動は陰極の特性のみによつて定まり、その周波数は放電電流の $\frac{1}{2}$ 乗に略、比例する。また並列コンデンサ及び境界条件の影響を受ける。
- (2) 蛍光放電管の高周波特性は一般に高周波に対し選択特性を示し、共振周波数の放電電流及び外部条件に対する振舞いは規則振動の特性と一致する。
- (3) 高周波特性は放電管の陰極の状態正確には陰極近傍の放電空間の状態に依存し、この結果を利用してパルス応答或いはインピーダンス特性によつて陰極の性能を判定するが可能である。
- (4) 規則振動の発生条件を確立した。即ち一般の熱陰極放電管に於てはグローが集束され陰極点の境界が明確であれば振動は発生する。
- (5) 規則振動の専用発生管を試作した。

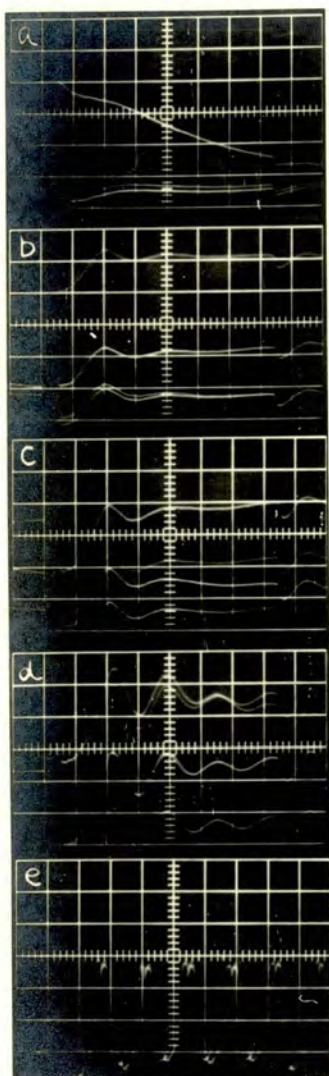
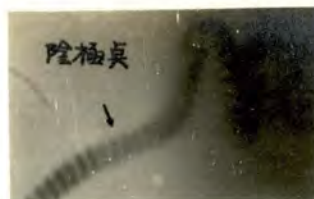


写真4.17 陰極加熱電流

がたいたときのハルスの応答

	a	b	c	d	e
$I_L(A)$	0.5	0.3	0.25	0.2	0.17

10 μ s/div, 2V/div, 1 μ s/div



(a) 臭灯初期



(b) 中期



(c) 末期

写真4.18 陰極臭の状態



写真4.19 特殊放電管
の振動波形 ガス: He

5. 1 緒 言

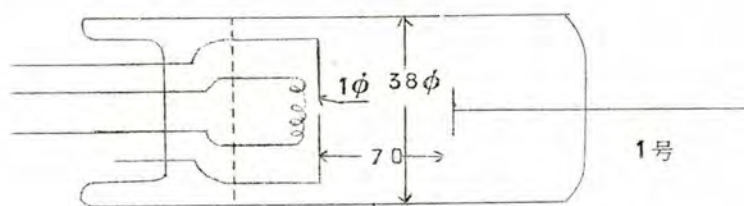
放電管の高周波規則振動の発生の機構を研究するためには振動が安定に持続し、且つ振動を任意に制御し得る放電管を得ることが必要であつた。またこのような規則振動の出力を大きくし、且つその特性を調査することは、従来可聴周波数がせいぜい数10 KCまでに限られていた放電管の応用を無線周波数までに拡大する可能性を与えることになる。規則振動の発生条件を確認する為に、4. 6. 3.で既に述べたように振動発生用放電管を試作したが、本章では才4章の成果に基づいて試作した各種の放電管についてその特性を測定した結果について述べ、試作放電管の発振条件を明らかにして今後の応用面の開発の基礎資料とする。

5.2 ガス入り高周波発振管の構造

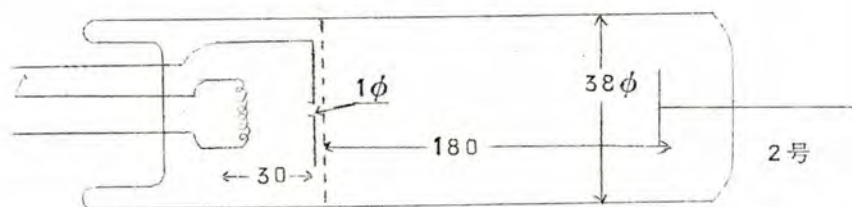
規則振動の発生条件は4. 6. 2.で述べたように、グローが集束され陰極点が確然としてゐることであつた。これと同じ状態を人為的に再現する為には、陰極の酸化物の塗布面積を小さくするか、或いは陰極としては充分な電子放出を行なわしめ、これの放電空間への放出面積を制限することによつて仮想的な陰極点を作るかの何れかである。しかし前者の方法ではスパークを起して酸化物が飛散する可能性が多く、そのため振動の安定性を保証し難たい。また電子の放出面積を規定することが難しい。従つて筆者は後者の形式を採用した。放電空間への電子の放出面積を制限する為には、陰極を何らかの方法によつて陽極側の放電空間と隔絶し、隔壁に穿った小孔によつてのみ電子を放出させればよい。

才5.1図(a)はこの考えに基づいて試作した放電管の構造を示すものである。使用した陰極は60 W 螢光放電灯用の三重コイルフィラメントで、それに $BaSrCaO_3$ を塗布したものである。この陰極の構造は他の形式、即ち傍熱型陰極でも構わない。遮蔽電極として、鉄製の碗形のカプセルとマイカ板とで陰極を包み、カプセルの中央に1 mm ϕ の孔をあけてある。この構造では電子は小孔から陽極へ向ふ経路が長も短かく、マイカと鉄カプセルの間隙を通過して陽極側の空間に出ることは殆んどない。しかしこの構造では陰極と遮蔽電極の間の陰極空間の状態を観察することが出来ない。この欠点をさける為に(b)に示すように陰極を包んで了うことをやめ、 Ni 板とマイカ板を重ねて陽極と陰極の間に立て、隔壁とし中央に1 mm ϕ の小孔を穿った。またガラス管壁と隔壁との間隙をふさぐ為にガラスを焼縮めガラスとマイカを接触させた。(b)の放電管では陰極隔壁間及び陽

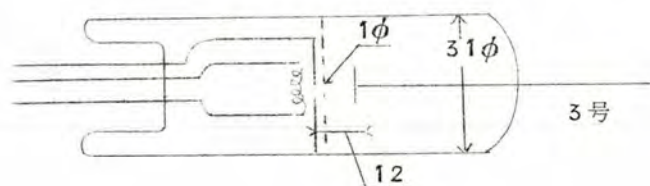
(a)



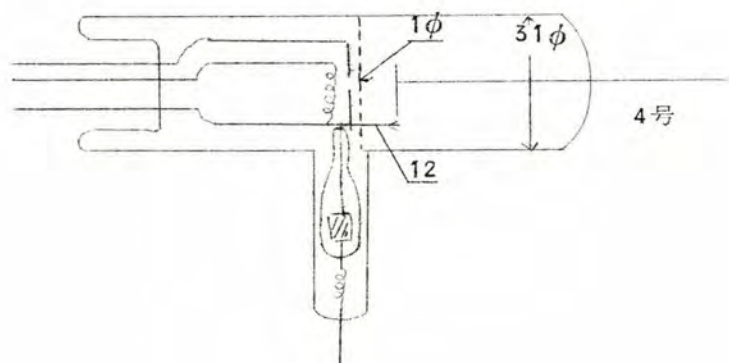
(b)

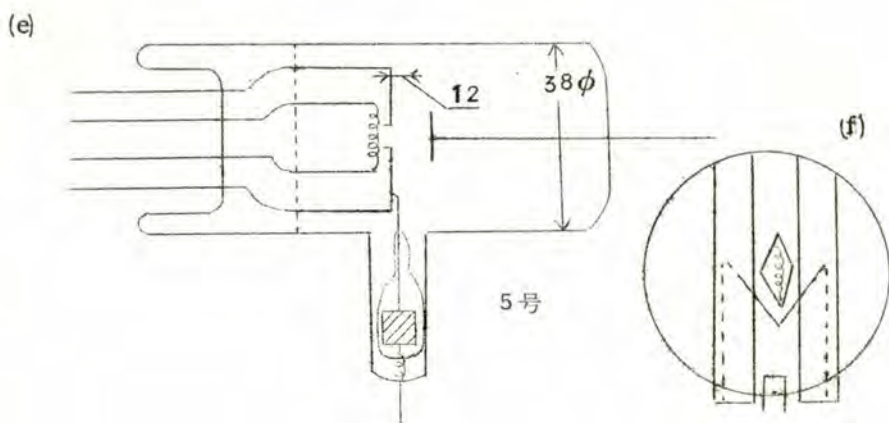


(c)



(d)





才 5.1 図 試作放電管の概略

(a) 1号, (b) 2号, (c) 3号, (d) 4号, (e) 5号放電管

4号は可動探針附, 5号は開孔面積可変である。(f)は開孔部の構造を示す。

極隔壁間の距離が長く H_e では充分発振するが, A_r では発振し難く, また移動高の発生や陽極振動のため純粹の振動を得難たいので, これらの間隔を短くして (c) の如き構造にした。更に放電空間の状態を調べる為に (d) の構造のもの, 小孔の効果を調べるために (e) の如く開孔面積を外部から可変に出来る構造のもの等を作成した。

これらの試作段階で明らかになったことは, 陰極空間と陽極空間を完全に遮断することは必要ではなく, 陰極から小孔までと管壁までの距離の差が平均自由行程の数倍以上あれば完全に遮断する必要はないことである。それ故高ガス圧では隔壁を設けるだけでよく, 低ガス圧では電子を通さないよう充分遮断する必要を生ずる。

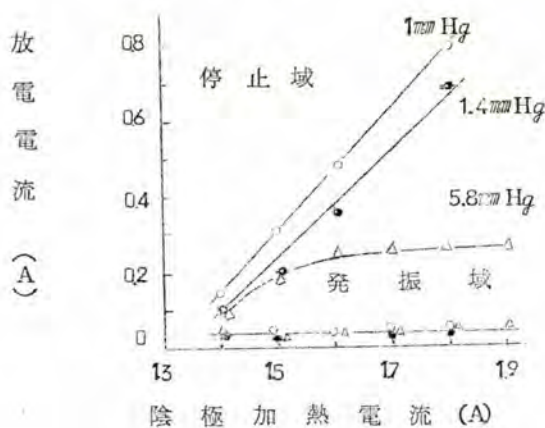
封入ガスはヘリウム及びアルゴンとしたその理由はヘリウムはその特性が充分調べられており後の解析に便利なためで, アルゴンは電子の衝突断面積が Ramsauer-Townsend 効果をもち, また蛍光放電管にも用いられていて, 蛍灯放電灯との対比に便利であるからである。また異なるガスの振動特性を調べることによつて振動の発生機構を解く緒端を得ることが出来るからである。

5.3 ガス入り高周波発振管の特性

熱陰極放電管のパラメータは封入ガス圧 p ($mm\ Hg$) 陰極温度飽和電流 I_s 又は陰極加熱電流 I_h , 放電電流 I_L 及び放電空間の代表的な長さ L (管径, 管長又は開孔直径)

である。これらのパラメータを変化したときの振動の特性を以下に示す。

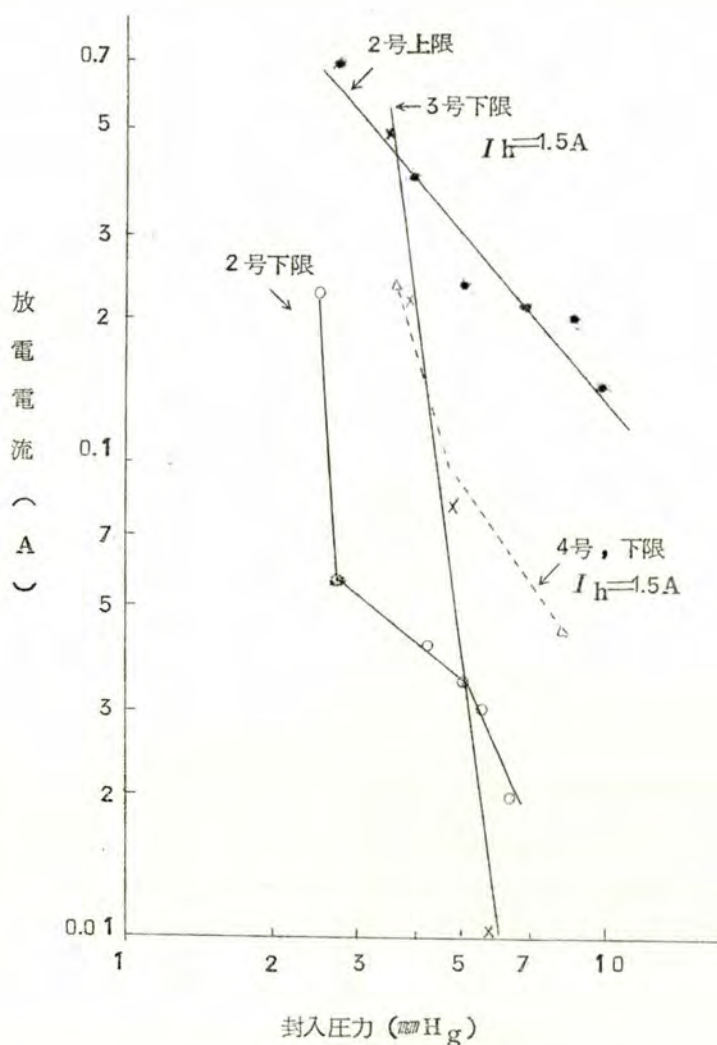
5.3.1 振動の発生領域 1号放電管に於ける振動の発生領域はオ 5.2 図に示すように封入ガス圧及び陰極加熱電流によって変る。このように一般に発振には放電電流に下限と上限があつて、その値は放電管の構造、ガスの種類及び圧力によって変わる。オ 5.3 図は I_h



オ 5.2 図 1号放電管の発振領域 (ヘリウム)

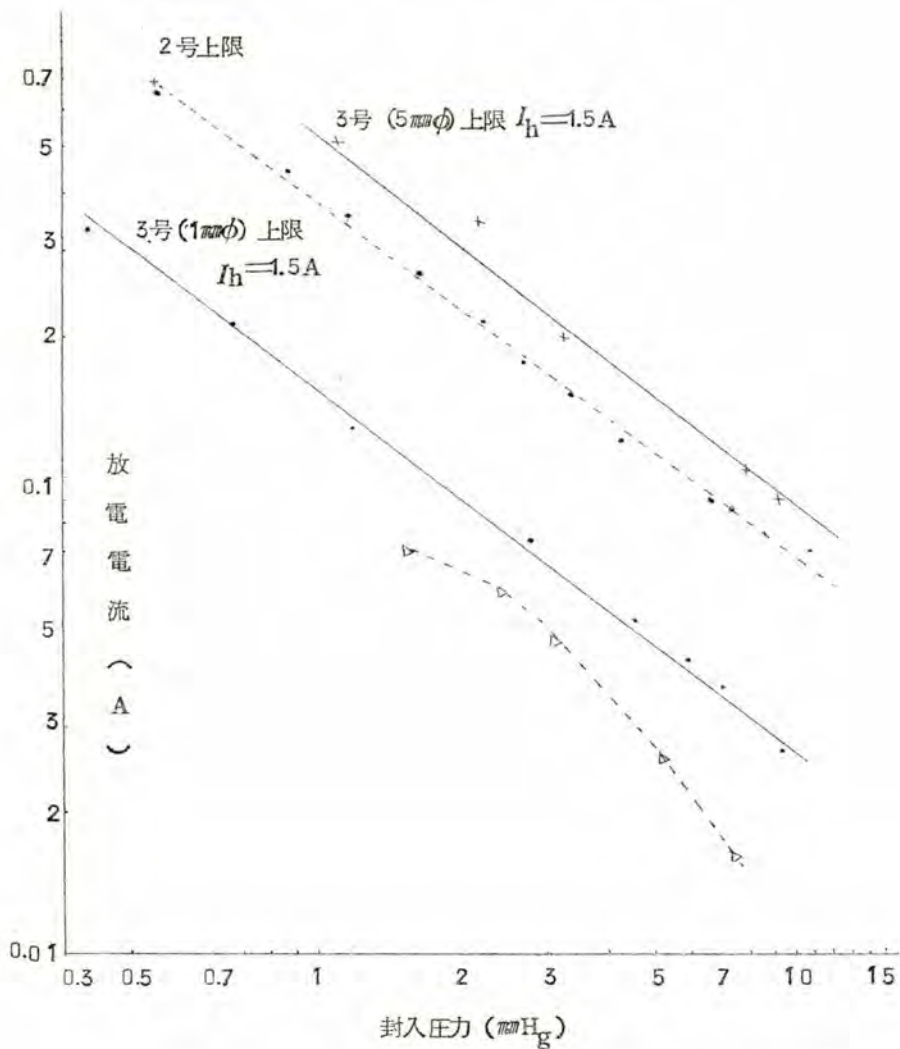
を一定にした場合のヘリウムに対する発振限界電流と圧力の関係を示すものである。ヘリウムは後に述べるように封入ガス圧によって異なつた発振を発生する場合がありこのような場合は当然発生領域は異なるがここでは主として正弦波振動を対象とする。アルゴンの場合はオ 5.4 図に発振上限電流と圧力の関係を示す。この場合はオ 5.3 図と異なり略々規則的で $I_p r^{\gamma} = \text{一定}$ の関係を満足している。図から求めると $\gamma = \frac{3}{4}$ となる。たゞ 4号放電管の場合圧力の高い所では γ が $\frac{3}{4}$ より大きくなっている。また上限電流の大きさは同一放電管では開孔半径 r によって異なり、 r の大きい程上限電流値も大きくなっている。アルゴンとヘリウムでは同一構造の放電管に於いてこのように発振領域を異にするが、この原因はガスの運動論的な性質のみならず量子論的な性質の差異に基づくものと考えられる。

5.3.2 振動周波数 振動の周波数は放電電流 I_L 、封入ガス圧 p 、加熱電流 I_h 、及び開孔半径 r の函数で、この何かが変つても変化するが、特に I_L, r の影響が大きい。これらのパラメータに対する周波数特性をオ 5.5 図～オ 5.21 図に載げる。



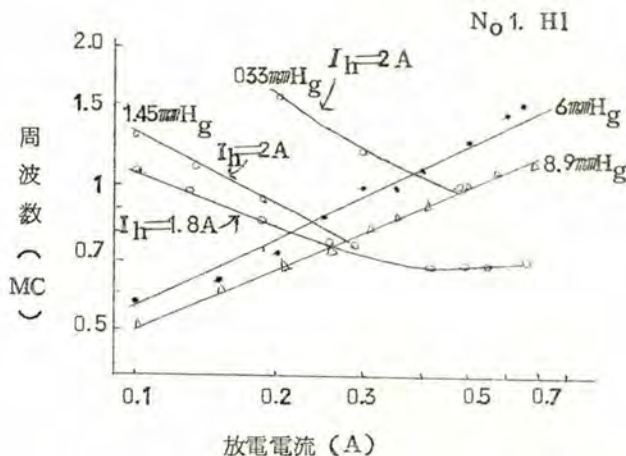
オ 5.3 図 ヘリウムガスに対する振動限界電流と封入圧力の関係

オ 5.5 図は 1 号放電管の I_L と f の関係を示すもので、封入ガス圧 p が低い場合と高い場合で I_L に対する性質の異った振動が発生することを示している。 p が低いときの振動は I_L の増加によつて f は低下するが、この振動は弛張振動の一種であつて、 p が高い場合の振動とその波形を異にする。写真 5.1 にこの 2 種の振動の波形を示す。オ 5.6 図～オ



オ 5.4 図 アルゴンガスに対する発振上限電流と封入圧力との関係

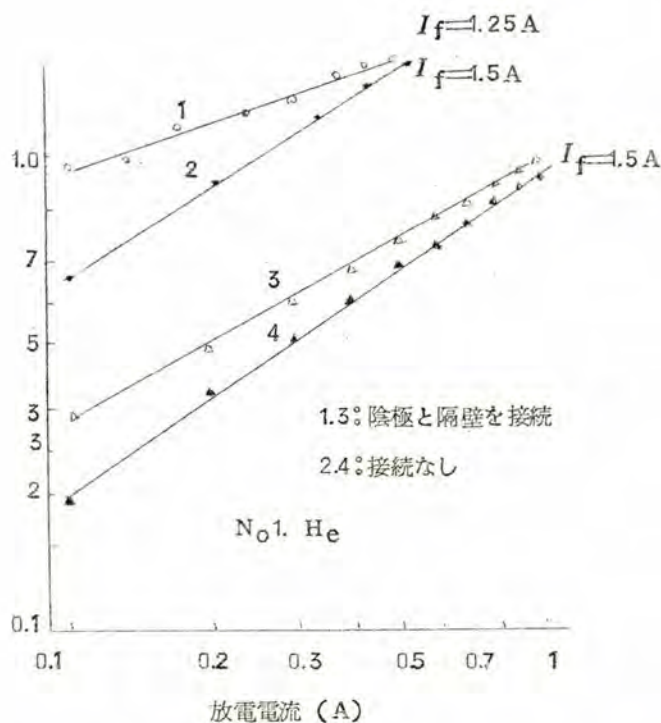
5.7 図は高圧力の場合の振動の隔壁電極を陰極に接続したときと開放したときの $I_L - f$ 特性を示すもので、オ 5.6 図は I_h が大きい場合、オ 5.7 図は I_h が小さい場合である。両図で共通している点は隔壁電極を陰極に接続した方が周波数は高く、且つ直線の傾斜がゆるいことであるが、著しい相違はオ 5.7 図に於いて点線で示した周波数の変化である。



オ 5.5 図 1号放電管の特性 (ヘリウム)

即ち I_h が小さい場合には、隔壁電極と陰極とを接続しておればある放電電流のとき突然放電状態を変え、これに対応して周波数も変わる。このような変化は I_h が大きい場合にはみられない。この原因は 1号放電管では陰極空間が見られないので明らかになし得なかったが、3号放電管によつて確かめることが出来た。即ちかかる周波数の突然の変化は陰極近傍の放電空間の状態の変化に対応するもので、 I_h が小さい場合は I_L を大きくすればフィラメント上に陰極点を生じ、この陰極点の発生によつて周波数が変わるのである。従つて I_h が大きく陰極点を必要としない場合はこのような周波数変化はみられないわけである。 $I_h=0$ の場合は最初から陰極点は出来ているが、周波数の突然変化は陰極点の変化即ち場所の変化と対応している。隔壁電極と陰極の接続の有無はこのような陰極点の変化を起させるか否かに影響を与えるもので、接続しなければ電極は浮動電位にあるが接続すればイオン電流をとり当然プラズマに影響を与える。

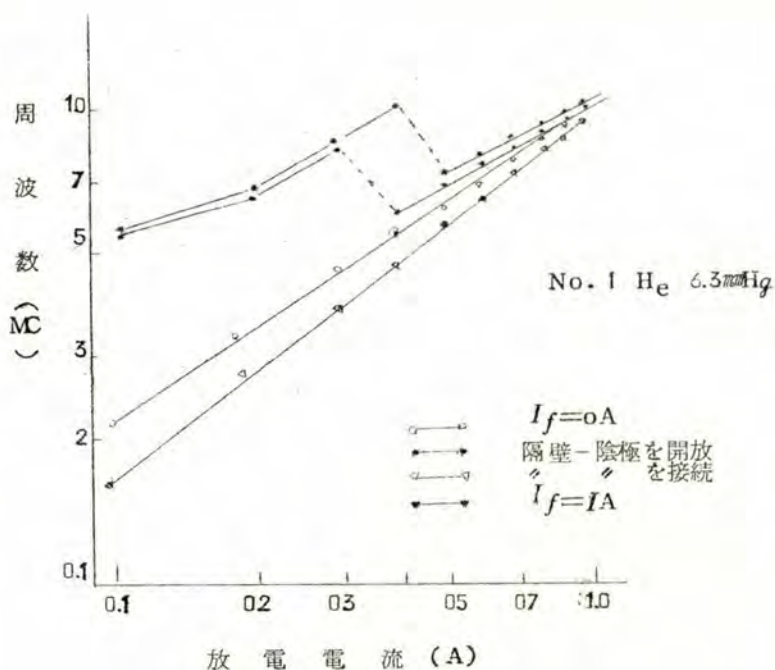
オ 5.8 図は 2号放電管の I_L-f 特性を示すもので、この放電管は陰極-隔壁電極-陽極間の距離が長いのでいろいろな振動がみられたが、正弦波の振動のみを示すものである。図から明らかなように直線の傾斜が異なるからこの 2つの振動は独立のもので高調波関係にはない。



オ 5.6 図 1号放電管の特性—隔壁電極と陰極の接続の有無による
特性の変化 (I_h が大きい場合) ガス：ヘリウム 6.3 mmHg

以上何れもヘリウムの場合について述べて来たが、アルゴンの振動はヘリウムに比べ複雑な特性を示す。オ 5, 9 図, オ 5, 10 図は 3 号放電管に於けるアルゴンの $I_L - f$ 特性を封入ガス圧をパラメータにして示したもので、両図共 p の低い場合は略直線的であるが、 p が高くなるにつれて直線でなくなる。オ 5, 9 図は開孔半径 $r = 0.5 \text{ mm}$ の場合、オ 5, 10 図は開孔部が焼けて $r = 2.5 \text{ mm}$ に広がった場合である。この両図を比較すれば明らかなように r の増加によつて f は低下している。

アルゴンのこのような複雑な変化に対しヘリウムではオ 5, 11 図に示すように同じ放電管であっても $I_L - f$ 特性は単純である。オ 5, 12 図及びオ 5, 13 図は 4 号放電管に於けるヘリウムとアルゴンの夫々の $I_L - f$ 特性を示すものであるが、オ 5, 9 図 ~ オ 5, 11 図と本質的には変わらない。以上の $I_L - f$ 特性の事側から判明するとく、ヘ

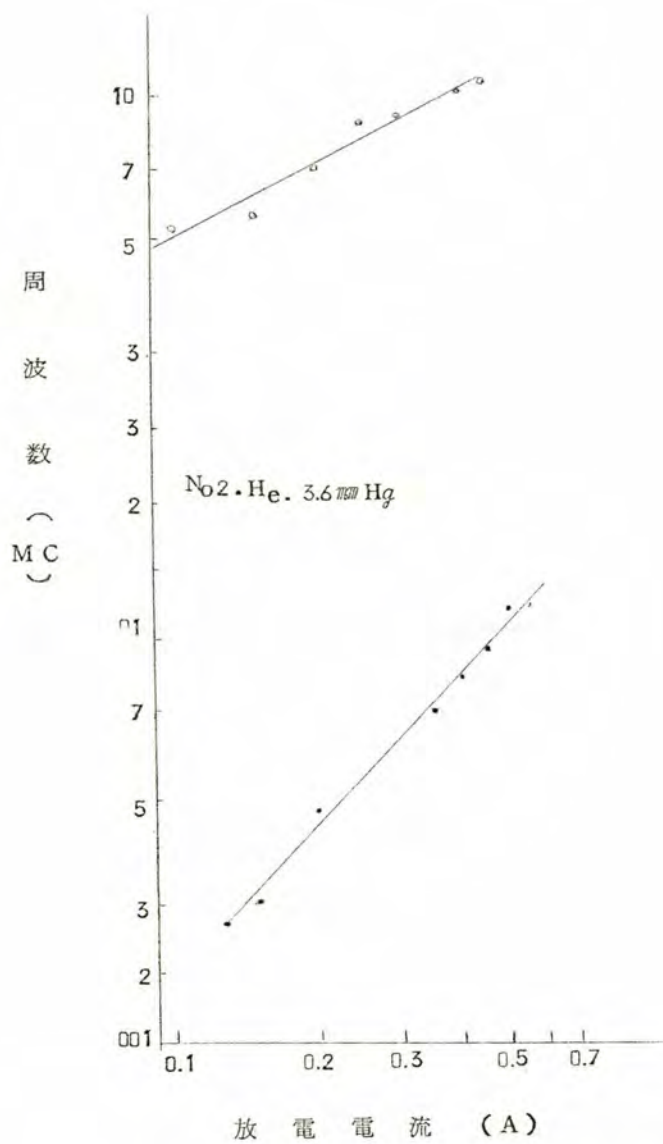


オ 5.7 図 1号放電管の特性 隔壁電極と陰極の接続の有無による
特性の変化 (I_h が小さい場合) ガス:ヘリウム 6.3mm Hg

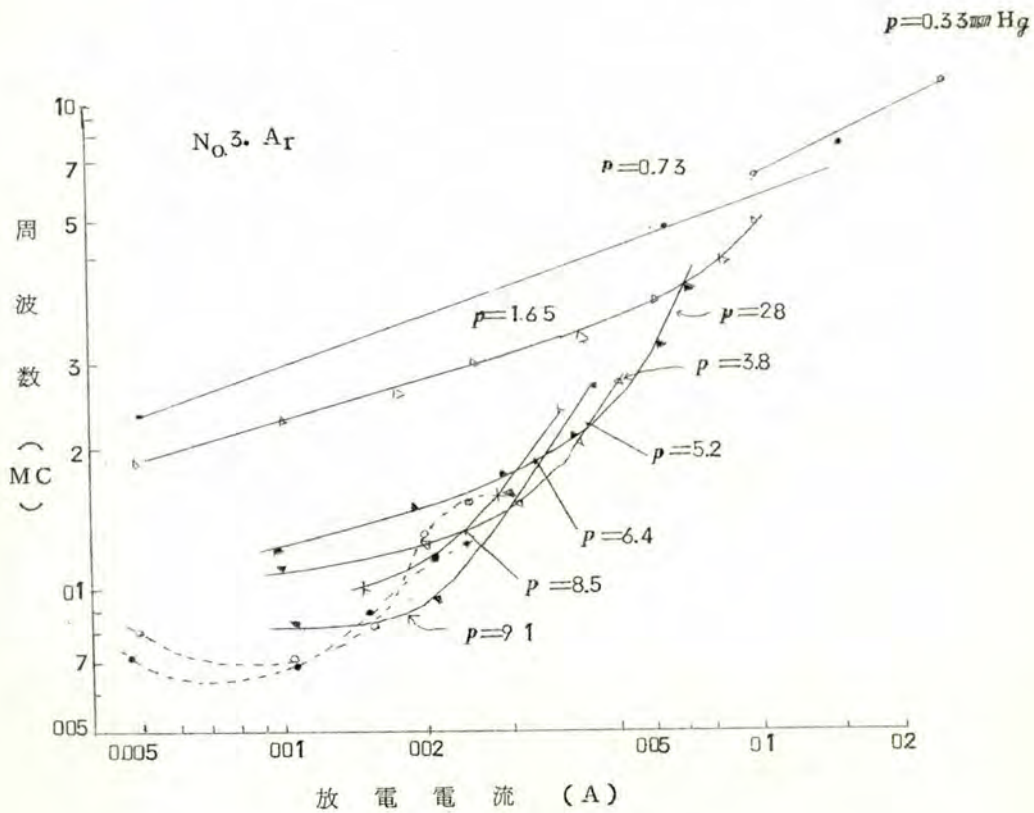
リウムの場合は $f \propto I^r$ なる関係を有する。 r の値は極めて $1/2$ に近いが、オ 5, 6 図の例にもあるように条件によつては $\frac{1}{2}$ 以外の値をとる場合がある。アルゴンではヘリウムの場合の様な簡単な関係は存在しないが、 p の種々の値に対する曲線群の包絡線は $f \propto I$ の関係を示す。

封入ガス圧と周波数の関係は以上の図に於いても p をパラメータとして記入されているが、 $p-f$ 特性を示せばオ 5, 14 図〜オ 5, 17 図の如くなる。オ 5, 14 図は 1号放電管、オ 5, 15 図は 4号放電管のヘリウムに対する $p-f$ 特性で p の増加と共に f は減少している。オ 5, 16 図は 3号放電管、オ 5, 17 図は 4号放電管のアルゴンに対する $p-f$ 特性である。何れも p の増加によつて f は低下するが、 I_L-f 特性の複雑さに対応して、 p の増加によつて f が増加する場合もあつて単純な変化を示さない。

陰極加熱電流と周波数の関係はオ 5.18図第5.19図に示すように I_h の増加と共に f は低下す



オ 5.8 図 2 号放電管の特性 ガス：ヘリウム 3.6 mm Hg 開口直径 1mm



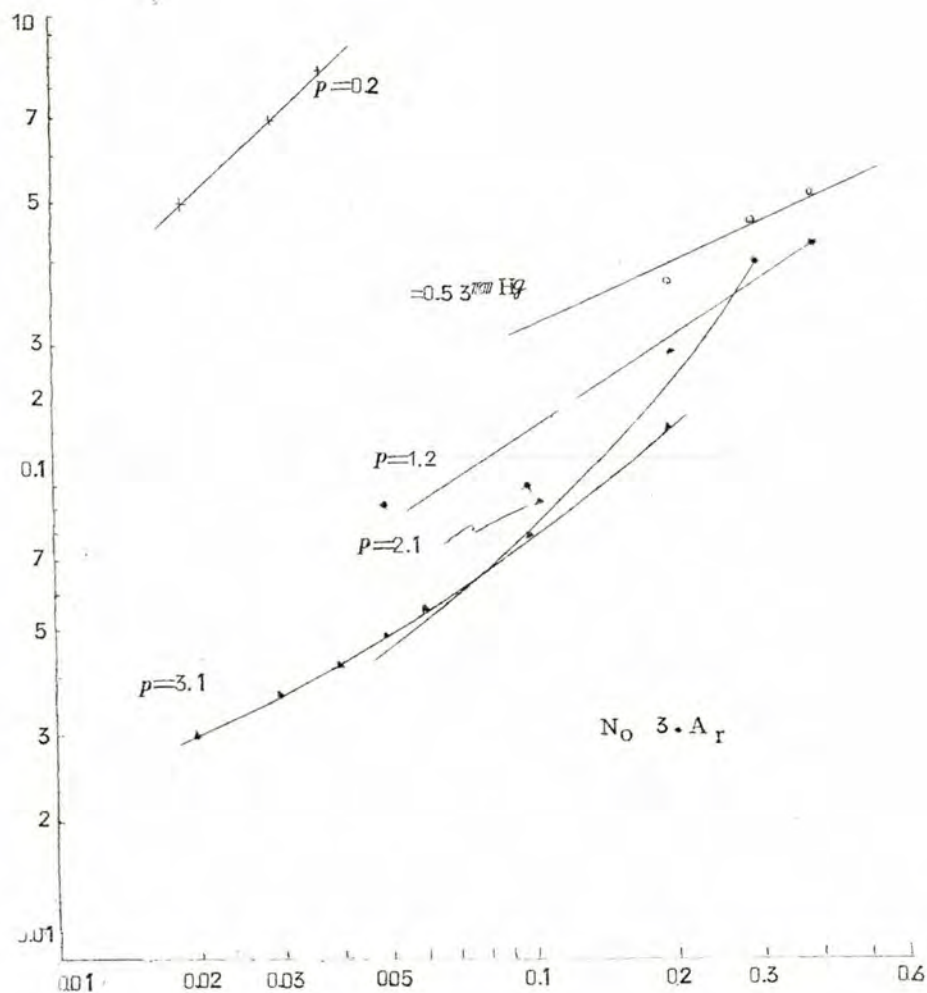
才 5, 9 図 3号放電管の特性

ガス：アルゴン 開孔直径 1.25ϕ

る。

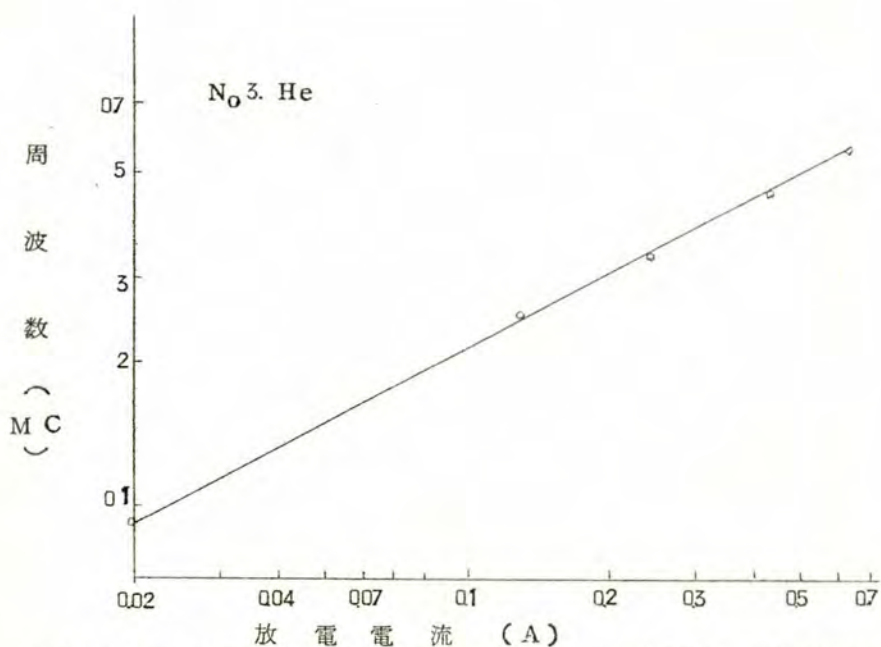
開孔面積と周波数の関係は才 5, 9 図及び才 5, 10 図の比較からも明らかなように、開孔半径 r の増大によつて f は低下する。 r と f の関係を明確に把握する為に隔壁電極に特殊な構造をもつ 5 号放電管を作り、任意に開孔面積を変化し得るようにして測定した。その結果を才 5, 20 図に示す。このように振動周波数はアルゴン、ヘリウムを問わず r の増加と共に f は低下しそれと同時に発振の限界電流も変わる。

以上述べたように振動の周波数は放電管のパラメータによつて種々変化するが、そのう

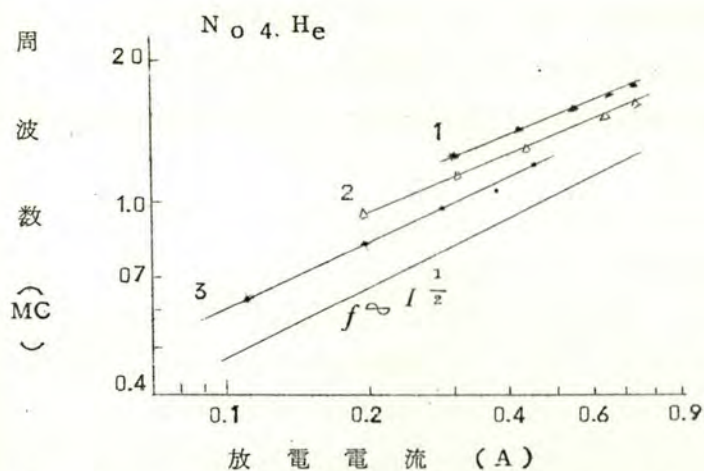


才 5 , 1 0 図 3 号放電管の特性

ガス : アルゴン 開孔直径約 5 mm

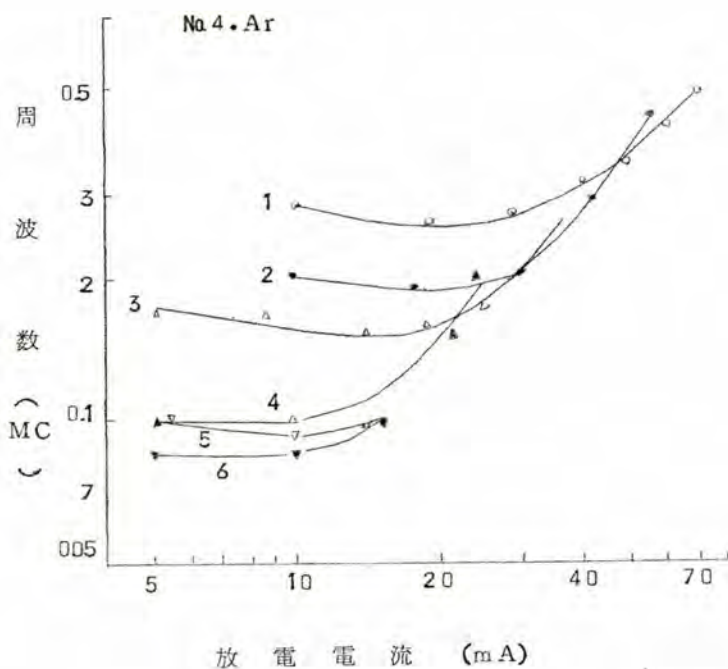


オ 5 , 1 1 図 3号放電管の特性 ガス：ヘリウム 4.8 mm Hg 開孔直径約5mm



オ 5 , 1 2 図 4号放電管の特性 ガス：ヘリウム 開孔直径1mm

1 : $p = 3.6 \text{ mmHg}$ 2 : $p = 4.1 \text{ mmHg}$ 3 : 8.3 mmHg



オ 5 , 1 3 図 4 号放電管の特性 ガス：アルゴン 開孔直径 1mm

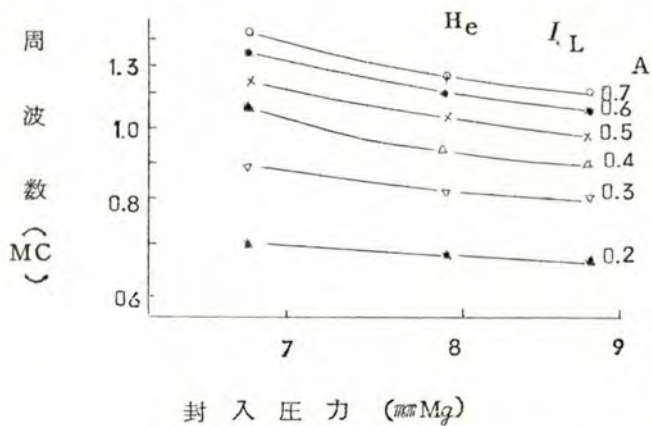
1 : $p = 1.5 \text{ mmHg}$. 2 : 2.2 mmHg . 3 : 3.2 mmHg .

4 : 5.7 mmHg . 5 : 6.8 mmHg . 6 : 8.0 mmHg

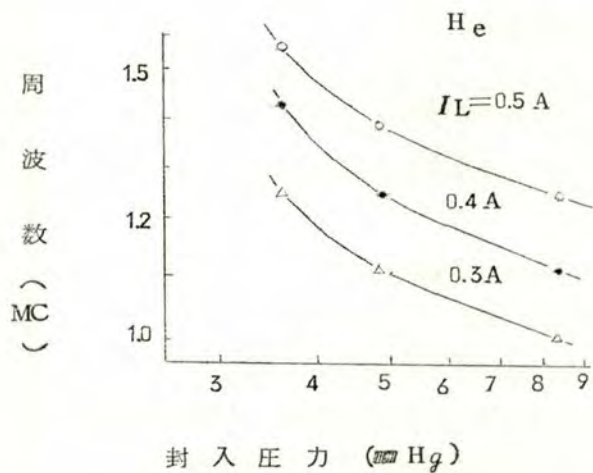
ち特に I_L による変化は外部的に制御し得るに最も容易なものであるから、この放電管の今後の応用方面で重要な意味をもつと思われる。

5.3.3 振動電圧 高周波振動の陽極出力電圧は放電管の構造、電源インピーダンス等によつて異なるが、普通 5 V から 15 V 程度の電圧が得られる。一般に下限電流又は上限電流の近くでは電圧は低く、これから離れるに従つて電圧は高くなる。

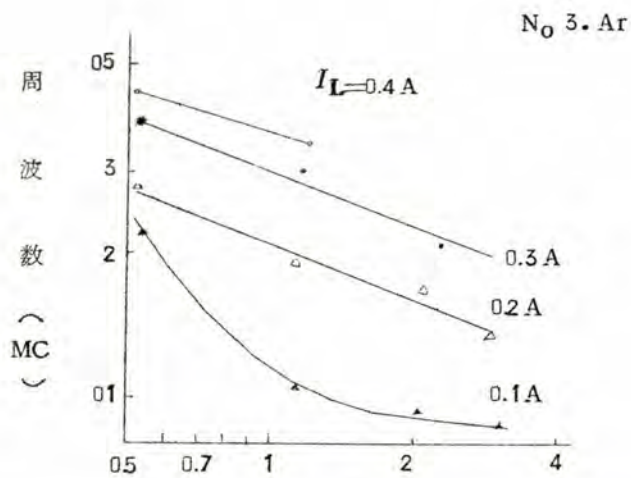
オ 5 , 2 1 図は出力電圧の 1 例を示すものである。この出力電圧は今後の放電管の構造の改良によつて更に増加することが期待される。



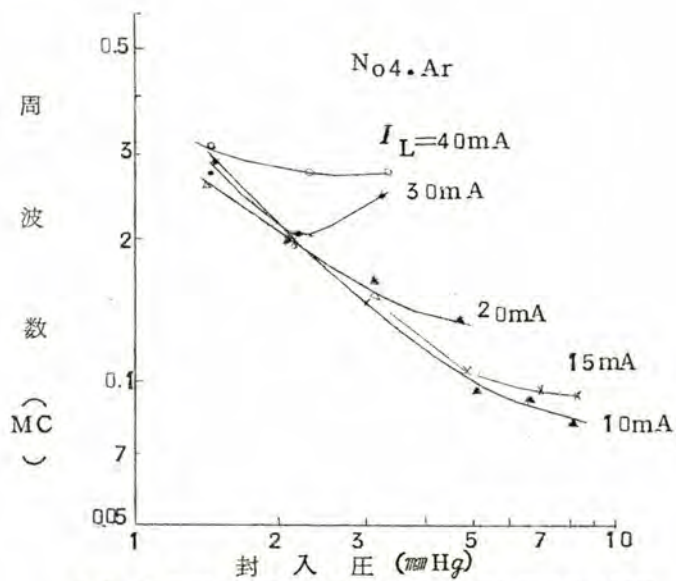
才5, 14図 1号放電管の封入ガス圧と周波数の関係
ガス:ヘリウム 開孔直径約2mm



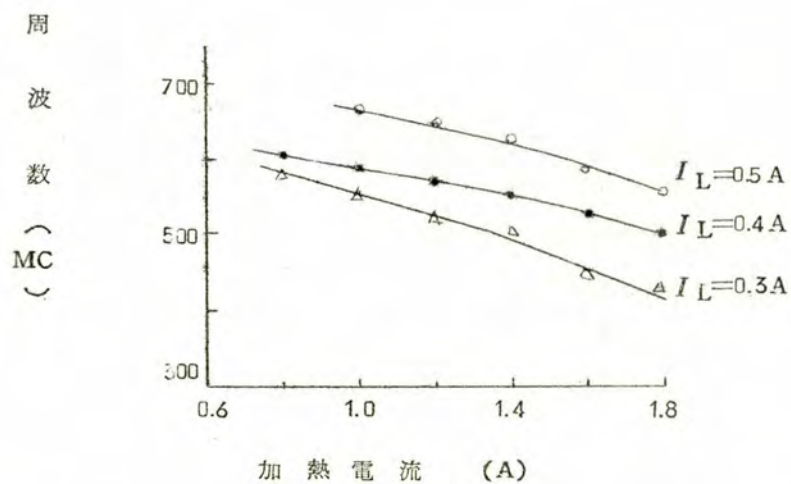
才5, 15図 4号放電管の封入ガス圧と周波数の関係
ガス:ヘリウム 開孔直径 1mm



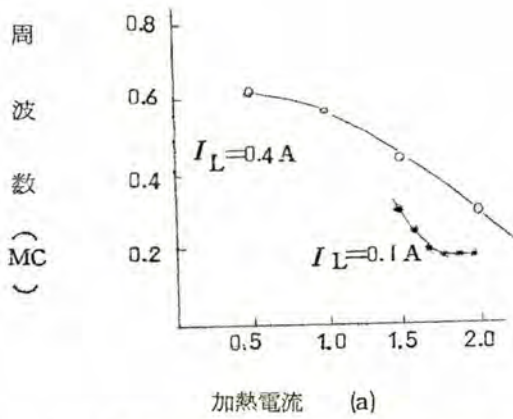
才5, 16 図 3号放電管の封入ガス圧と周波数の関係
 ガス：アルゴン 開孔直径 約5mm



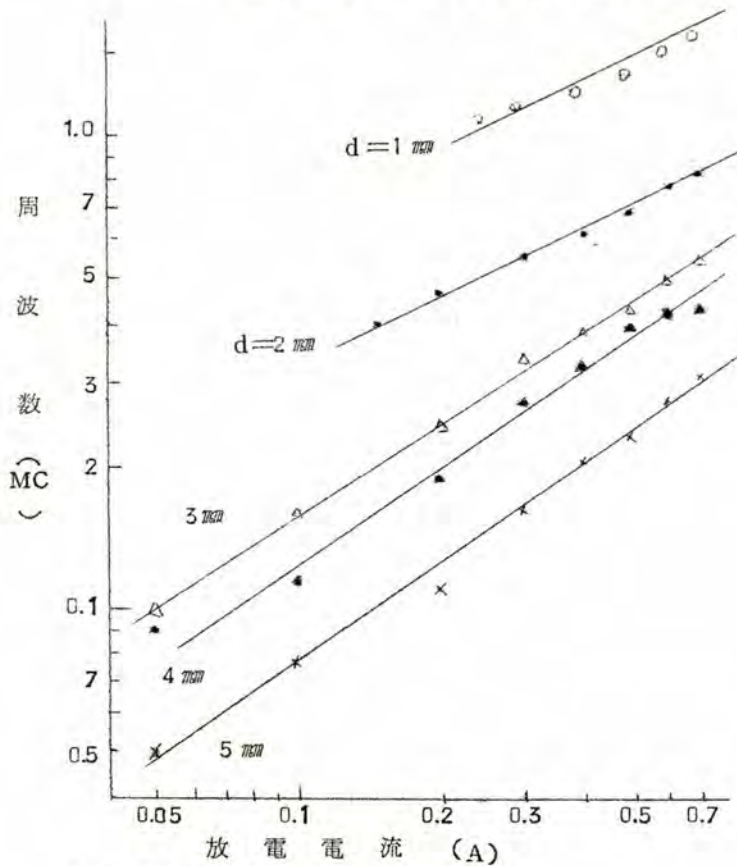
才5, 17 図 4号放電管の封入ガス圧と周波数の関係
 ガス：アルゴン 開孔直径 1mm



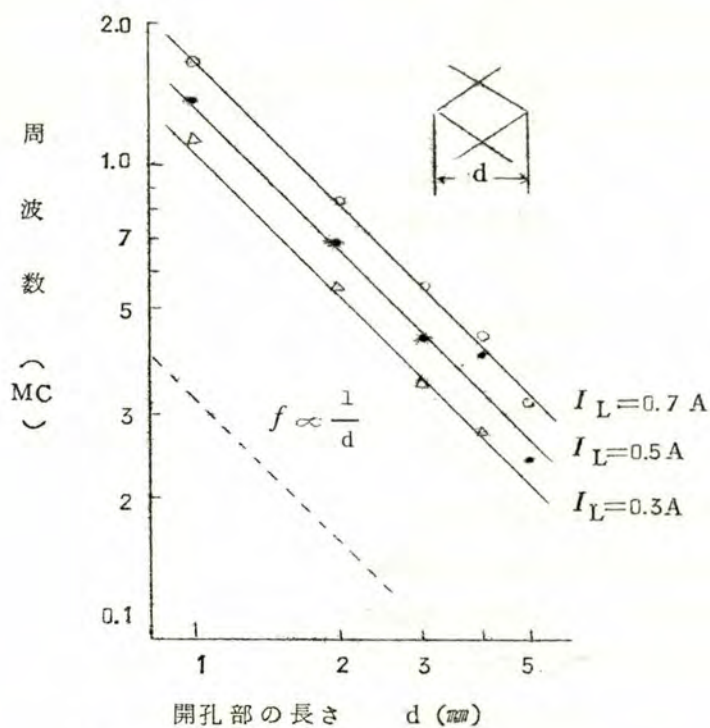
才5.18図 5号放電管の周波数-陰極加熱電流特性



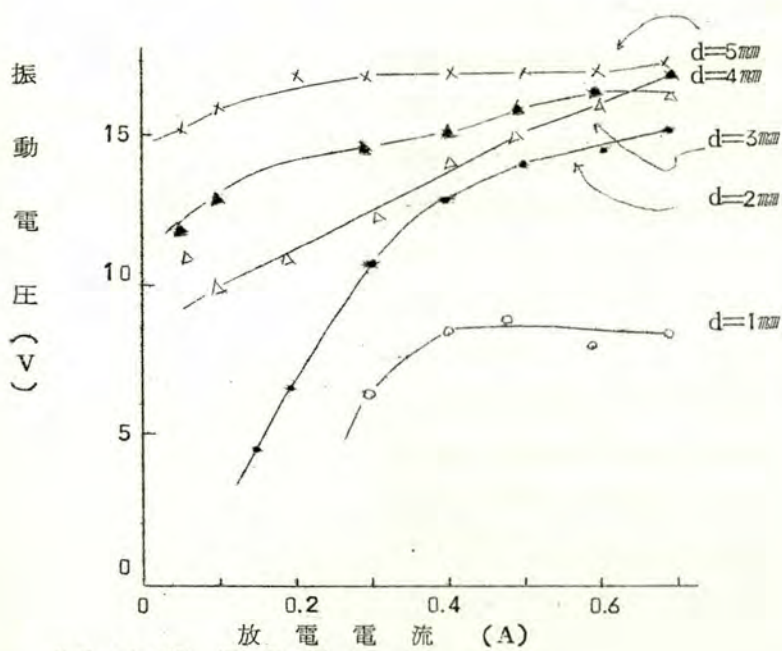
オ 5 . 1 9 図 陰極加熱電流と周波数の関係・ 3号放電管
 ガス：ヘリウム 4 . 8 mm Hg ・ 開孔直径約 5 mm



オ 5 . 2 0 図 (a) 5号放電管の特性



才5.20図 (b) 開孔と周波数の関係



才5.21図 振動電圧

5, 4 ガス入り高周波発振管の発振条件

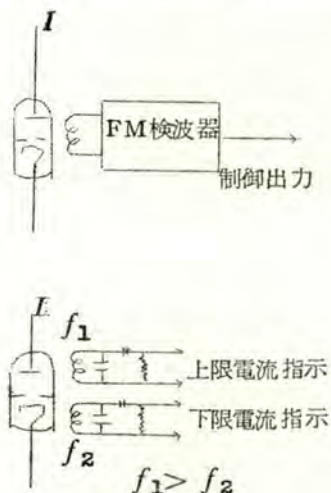
この種の高周波振動が放電空間の如何なる状態に於て発生するものであるかを明確に把握することは振動の発生機構を知る上に必要なばかりでなく、高周波発振管の今後の設計、改良のためにも重要な点である。前節で述べたようにこの振動には発振の限界放電電流 I_c が存在する。この I_c の意味の完全な解明は今後の問題ではあるが、アルゴンの場合は陰極の放電空間の状態と完全な対応をもっている。才4章に於いて熱陰極放電管の振動の発生条件を明らかにした。その結果は陰極の負グローが集束されることであつた。ガス入り高周波発振管の場合もその例外ではなく、陰極放電空間のグローが集束していることは必要条件である。アルゴンでは振動の下限電流が極めて小さく数mA 以上で発振する。 I_L を増加するに従つて陰極放電空間のグローは開孔部から陰極へ近づき、且つグローは集束されていて陰極と開孔の間を光の棒の如きグローがみられる。しかし I_L が I_c に達すると急激にグローは拡がり、陰極放電空間の他の部分もグローで満されるようになる。写真5・2は3号放電管のアルゴンの放電状態を示すものでグローの集束がみられる。このグローが拡がって発散すれば振動は停止する。ヘリウムの場合はアルゴンの放電のように I_c と放電状態とは明確には対応しない。この原因は才6章で述べるように電離電圧と拡散係数の違いによるものと考えられる。ヘリウムの場合上限電流が、2号放電管を除いて観測出来なかつた原因は、他の放電管では陰極と開孔との距離が短かく、 I_L の増加によつてグローが拡がる前に陰極点を生じ、この陰極点は開孔によつて空間電荷の分布が制限されて境界が明確であるため、それ以上の I_L によつてもグローは陰極近傍では拡がらないためである。2号放電管では陰極と開孔部との距離が長く I_c 以上の電流を運ぶためにはグローの拡がりを必要としたために上限電流が存在したと考えられる。写真5.3は4号放電管のヘリウムの放電状態を示すもので、陰極空間に於けるグローの集束がみられる。ヘリウムの場合の発振下限電流の存在の意味は実験的には明らかにされていないが、理論的には才6章で述べるようにグローが電磁的に集束されるためには必要になる。

陽極側の放電空間の状態は高周波振動に対しては殆んど意味をもたない。写真5.2, 5.3にも示したように開孔部からグローは噴出しているが、このジェット状のプラズマの拡がりや封入ガス圧 p によつて変わり、電子の散乱が少ない程即ち p が低い程拡がりは小さく、且つジェット状プラズマは鋭くなる。陽極空間が大きいと移動縞や陽極振動を発生し、これらによつて振動が変調されるのみならず、減衰を受けることが多い。それ故高周波振動を発生させる目的では陽極空間は小さい程良好な結果を与える。しかし陽極空間は絶対必

要であつて陰極と隔壁電極の間に於いて発振しない。この原因は陰極空間のグローが集中したためであつてこのことからわかるようにグローの集束は発振の必要条件である。以上述べたように放電管の高周波振動の発生には陰極近傍のグローの集束が必要であつて、試作放電管に於ける隔壁電極の開孔は陰極空間のグロー集束の一つの手段であつたことが判明する。従つて高周波発振管としてはグローの集束を放電電流の広い範囲で行い得るような構造に造ることが今後の改良の重点である。

5.5 ガス入り高周波発振管の応用

5.3 節で述べたようにガス入り高周波発振管は種々の特性をもつ。このうち特に興味をひくものは放電電流—周波数特性であろう。この特性はヒステンシフは殆んどなく速応性がある。また周波数はヘリウムの場合放電電流の $\frac{1}{2}$ 乗に略比例するから、 I_L の10倍の変化に対し3.15倍の変化をする。従つてオ1の応用は広範囲のスweep発振器として使用出来る。またオ2に電流—周波数変換器として電流値の監視に使用出来る。この放電管とFM検波器を組合せると電流の変動を電圧変動に変換し得る。また2つの異なつた周波数に同調した受信機（鉱石検波で充分）と伴用すれば電流の上下限をおさえることが出来る。オ5.2 2図にこれらの回路を示す。従つて自動制御の特殊な用途に使用し得る可能性がある。この発振管はミニアチア管以下の大きさにすることは充分可能であるから当然簡単な高周波源として用いることが出来る。またガス圧周波数特性を用いすれば最も測定し難い数 $\text{mm Hg} \sim 0.1 \text{ mm Hg}$ の稀ガスの圧力測定にも利用出来よう。



オ5.2 2 図 電流の検出回路

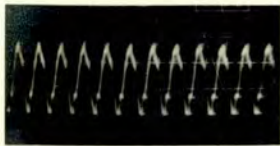
I 被制御電流

出現後わずかな期間しか経てない新しい放電管であるから今後の改良によつて応用分野が広がる可能性を充分有していると考えられる。

この放電管の欠点は①加熱電流を必要とすること ②真空管に比べ陽極電流が多いこと ③放電開始電圧が高くなること（隔壁電極を使用して下げられる）等放電管の欠点を全部もっているのは当然であるが、この他発振管としては①変換能率が悪いこと ②波形の歪が多いこと 等である。従つて通信の分野に真空管と伍して行くことは出来ない。しかし一方長所としては①附属回路（LC）を必要としないこと。 ②モーターを使用した掃引発振器程度の周波数の可変範囲をもつこと ③電流変化が直接周波数変化に変わること等である。従つてこれらの長所を利用した応用方が将来開発されることを発明者として希望を託するものである。

5・6 結 論

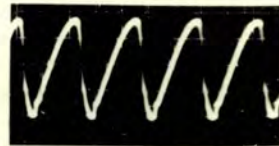
螢光放電管の規則振動の研究の結果として生まれたガス入り高周波発振管は以上述べて来たように従来の電子管にはなかつた種々の特徴ある特性を有している。これらの特性のうち主なものは放電電流によつて周波数を変えることであつて今後の応用に興味が持たれる。またこの放電管の考案によつて規則振動の発生機構の解明に有力な手段が提供された。規則振動の理論的な考察は才6章で行なうが規則振動の発生機構の完全な解明もこの放電管の試作によつて極めて間近なものになし得たと考える。



$P = 1 \text{ mm Hg}$, $I_L = 0.4 \text{ A}$, $I_H = 1.57 \text{ A}$
 10 V/div , $1 \mu\text{s/div}$



$P = 2.64 \text{ mm Hg}$, $I_L = 0.2 \text{ A}$, $I_H = 1.7 \text{ A}$
 5 V/div , $1 \mu\text{s/div}$



$P = 0.67 \text{ mm Hg}$, $I_L = 0.25 \text{ A}$, $I_H = 1.5 \text{ A}$
 100 V/div , $1 \mu\text{s/div}$

写真 5.1 1号放電管(He)の振動波形

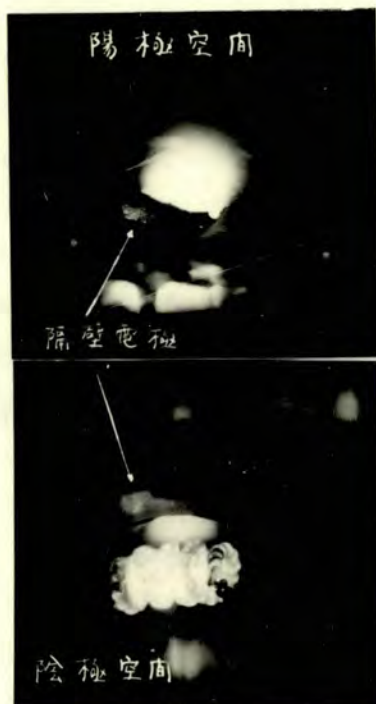


写真 5.2 3号放電管の放電状態
 ガス: Ar, $I_L = 53 \text{ mA}$, $I_H = 1.25 \text{ A}$

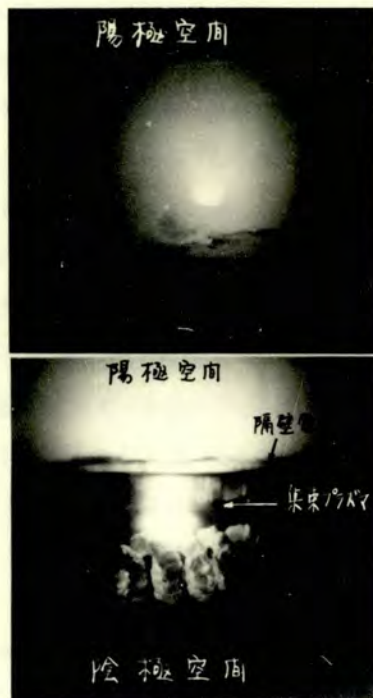


写真 5.3 4号放電管の放電状態
 ガス: He, $I_L = 250 \text{ mA}$, $I_H = 1.5 \text{ A}$

6・1 緒 言

才 4 章及び才 5 章に於いて述べて来た規則振動の本質は何であるか、また如何なる機構によつて発生するものであるかは極めて興味深い問題である。才 1 章に於いて述べたように、いくつかの規則的な振動のうちで周波数からみて最も妥当と考えられるものはブラズマイオン振動であろう。特に才 4・3 図に示したように周波数が放電電流の $1/2$ 乗に比例することは、電流と密度が比例すると考えるならば、周波数は密度の $1/2$ 乗に比例することとなり定性的な一致を示す。この事実により坊氏³⁸⁾は多ビームの分散式を用いて振動の温度特性その他の説明を試みた。しかし現在までのブラズマ振動に関する理論は、すべて荷電粒子と中性ガス分子との衝突が非常に少ないとして衝突を無視した結果導き出されて来たものであるから、その結果をそのまま螢光放電管の如く電離度の低い不完全電離ブラズマに適用することは極めて危険である。才 2・1 表に挙げたように本振動の周波数 $100\text{kc} \sim 2\text{Mc}$ に対しブラズマイオン振動周波数は 10 倍近く高く、更にまたイオンと中性ガス分子との衝突周波数は規則振動の周波数より 1 桁大きい。このような放電空間にあつてイオンが極めて正弦波に近い振動を行うことは到底考えられない。或いは又振動が実際に起るためには、イオンと中性ガス分子との衝突の過程に於て従来の取扱いとは異つた処理をしなければならない。それ故規則振動に関しては筆者が不規則振動に対して行なつたと同様に新しい振動の機構を導入しなければならない。そこで先づ才 4 章及び才 5 章の実験の結果を考察して振動の発生機構を理論的に組立て、更にブラズマの分散式にイオン-ガスの衝突を導入し、衝突があつてもブラズマ中に波動が存在し得ることを示す。

6・2 規則振動発生機構

規則振動の発生条件は通常の熱陰極放電管にあつては電子放射面積が局限されグローが集束されていることであつた。また高周波発振管に対する条件は陰極と隔壁電極の間隔が充分せまく、且つ陰極と間のブラズマが集束されていることであつた。これらの事情を考え合せると、陰極表面における電子放射機構は異なり陰極直前の電位分布、暗ブラズマの長さ等は別として、ブラズマが集束されているといふことが共通になる。比較的圧力の高い管に於ては陽光柱に於いても集束ブラズマがみられるが、 10^{-4}Hg 以下の放電に於いては一般にグローは管全体に広がる。事実振動が発生しないとき、或いは隔壁を設けないときは負グローは充分拡がっている。或いは発振管に於いても陽極側の空間は孔を出す

とグローは直ちに広がる。従つてかゝる放電に於いてグローが電子或いはイオンの平均自由行程の10倍以上集束されていること、またこのように集束されたときに発振することは何かの物理的意味をもたねばならない。

グローが集束する原因はいくつか考えられる。比較的気圧が高い場合の集束は、ガスの発熱のため管軸附近の密度は壁近くのものより小さくなり、そのため軸附近の B/P が高くなりますその部分が電離、加熱されるため³⁹⁾と考えられている。この考え方をすれば通常の放電管に於ける振動時の集束は限られた面積からの電子放射のため放電路の部分の温度が他に比べ著しく高くなったものとして説明されよう。或いは又高周波発振管にあつては、隔壁の小孔でプラズマの径が決定され、そこを通る電子及びイオンによつて著しく加熱されたとするならば説明し得るものである。

又別のグローの集束も起り得る。螢光放電管に於けるSnakingは、陰極物質が蒸発して陰イオンが形成され、これがプラズマと壁との空間を占め、プラズマからの電子の損失を著しく減少せしめた結果生ずるものと解釈されているが、これと同様な現象は電子放射の過大な高周波発振管の場合には一応考えることが出来る。

グローが集束するもう一の機構は自己の電流の磁場による集束即ち自己ピンチ⁴⁰⁾である。自己ピンチしたプラズマが不安定であることは既に明らか⁴¹⁾であつて、この不安定性による振動即ち放電電流の磁場とプラズマの運動との結合による振動と考えることも可能である。以下集束したグローの状態を解析し、それから振動の発生機構を考察する。

電離及び再結合を無視、出来るプラズマを記述する基礎方程式⁴²⁾は

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_s \mathbf{v}_s) = 0 \quad (6.1)$$

$$\rho_s \left(\frac{\partial \mathbf{v}_s}{\partial t} + \mathbf{v}_s \cdot \nabla \mathbf{v}_s \right) = n_s Z_s e (E + \mathbf{v}_s \times \mathbf{B}) - \nabla p_s + P_{st} - p_s \nabla \cdot \mathbf{v}_s \quad (6.2)$$

$$\frac{3}{2} \rho_s \frac{\kappa}{m_s} \left(\frac{\partial T_s}{\partial t} + \mathbf{v}_s \cdot \nabla T_s \right) + p_s \nabla \cdot \mathbf{v}_s \pm \nabla \cdot \mathbf{q}_s + \rho_s \mathbf{v}_s^2 = \varepsilon_{st} + \varepsilon_s \quad (6.3)$$

$$\text{ここに } s, t = i, e \quad Z_i = 1 \quad Z_e = -1$$

ε_{st} はイオンと電子の衝突によるエネルギー交換 ε_s は s 粒子と中性ガス分子との衝突によるエネルギー交換を意味する。又 P_{st} はイオンと電子の衝突による運動量変化をあらわす。

以上の式は各成分粒子についての連続の式，運動方程式及びエネルギー方程式であるが，イオンと電子からなる系全体のこれら輸送方程式は

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u) = 0 \quad (6.4)$$

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \nabla u \right) = Q E + (j \times B) - \nabla p - \rho \nu u \quad (6.5)$$

$$\left(\nabla \cdot \frac{\partial}{\partial t} + u \cdot \nabla \right) \left(\frac{3}{2} n k T \right) = - \frac{3}{2} n k T \nabla \cdot u - p \nabla \cdot u - K_{\text{eff}} \quad (6.6)$$

$$+ j \cdot (E + u \times B)$$

$$u = \frac{1}{\rho} (\rho_i v_i + \rho_e v_e)$$

$$Q = (n_i - n_e) e$$

$$j = Q u + j_i, \quad j = e (n_i \bar{c}_i - n_e \bar{c}_e)$$

$$\bar{c}_e = v_e - u$$

次にこれらの式から2次以上の項を省略し，また(6.2)式の $S=1$ の式から

$$S=0 \text{ の式を差引き } n_i \rightarrow n_e, \quad m_e/m_i \ll 1, \quad m_e P_i/m_i P_e \ll 1$$

とし且つ圧力テンソルはスカラーに縮退しているものとすれば

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = j \times B - \nabla p - \rho \nu u \quad (6.7)$$

$$\frac{m_e}{n_e e^2} \frac{\partial j}{\partial t} = E + u \times B + \frac{1}{en_e} p_e - \frac{1}{en_e} j \times B - \eta j \quad (6.8)$$

またエネルギー方程式は複雑で取扱いが困難であるから便宜上系全体は断熱変化を行なうと仮定する。(6.4)，(6.7)，(6.8) 及び次のマクスウェルの電磁方程式を基礎方程式とする。

$$\nabla \times E + \frac{\partial B}{\partial t} = 0 \quad (6.9)$$

$$\nabla \times H = \frac{\partial D}{\partial t} + j \quad (6.10)$$

$$\nabla \cdot D = Q = 0 \quad (6.11)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (6.12)$$

今無限に長い円柱状プラズマを考える。定常状態に於いてはすべての量は r 方向にのみ変化しているとし，また電流の方向を z 軸にとる。 $p = n k T$ とおき完全電離プラズマ或い

は気体分子との衝突を無視し得るとし (6.7) 式右辺のオス項を省略すれば以上の式は簡単に解けて ⁴⁴⁾

$$n = \frac{n_0}{\left\{1 + \left(\frac{r}{r_0}\right)^2\right\}^2} \quad n_0 = \frac{8\kappa T}{\mu_0 e^2 v_z^2 r_0^2} \quad (\text{MKS}) \quad (6.13)$$

但し $j_z = -en v_z$ v_z は Z 方向の電子の速度

$$B_\theta = \frac{\frac{4\kappa T}{ev_z r_0} \left(\frac{r}{r_0}\right)}{1 + \left(\frac{r}{r_0}\right)^2} \quad (6.14)$$

$$\text{全電流は } I = -\pi r_0^2 n_0 e v_z \quad (6.15)$$

或いは簡単には ⁴⁰⁾ 電流密度が荷電粒子密度によらないと考へて

$$(6.7) \text{ より } \frac{du}{dt} = 0, \nu = 0 \text{ として}$$

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{\mu_0}{2} j^2 r^2 \quad r \leq r_0$$

$$\text{従つて } p = p_0 - \frac{\mu_0}{4} j^2 r^2$$

$$\text{こゝに } p_0 = n_0 \kappa T = \frac{\mu_0 j^2 r_0^2}{4} \quad (6.16)$$

プラズマの単位長当りの粒子数を N とすれば $N = n_0 \pi r_0^2 / 2$ また全電流を I とすれば $I = \pi r_0^2 j$ であるから

$$N \kappa T = \frac{\mu_0}{8\pi} I^2 \quad (6.17)$$

衝突を無視出来ない場合は、電流密度がその場所の荷電粒子密度に比例するとしては非線型となり解くことが出来ない。それ故上の方法に従つて電流密度は $r \leq r_0$ では一定と考へる。この場合はプラズマ中の電離を考慮して (6.4) 式は

$$\nabla(\rho u) = Z\rho \quad \nabla p = \frac{\kappa T}{M} \nabla \rho = b^2 \nabla \rho \quad (6.18)$$

とすれば (6.7) 式より

$$b^2 \nabla \rho + \nu \rho u = j \times B \quad (6.19)$$

$$\text{また (6.10) 式より } \nabla \times B = \mu_0 j \quad (6.20)$$

j は r に無関係であることを考慮して上式から u, B を消去すれば

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{Z\nu}{b^2} = -\frac{\mu_0 j^2}{b^2} \quad (6.21)$$

この式の右辺を欠くものは陽光柱の拡散理論の方程式と全く同じものである。従つてこの解は

$$\rho = \left(\rho_0 + \frac{\mu_0 j_z^2}{Z\nu} \right) J_0 \left(\sqrt{\frac{Z\nu}{b^2}} r \right) - \frac{\mu_0 j_z^2}{Z\nu} r \leq r_0 \quad (6.22)$$

$r > r_0$ に於いては電流が存在しないから

$$b^2 \nu \rho + \nu \rho u = 0$$

また電離も行なわれないから $Z=0$ となる。従つて

$$b^2 \nu^2 \rho = 0 \quad (6.23)$$

$$\text{これを解けば} \quad \rho = A \ln \frac{R}{r} \quad (6.24)$$

但し $A \cdot R$ は積分定数で特に R は管壁半径である。

u を求めると

$$u_r = \frac{b^2}{\nu} \left(r \ln \frac{R}{r} \right)^{-1} \quad (6.25)$$

また $r \leq r_0$ では

$$u_r = \frac{\sqrt{\frac{Z\nu}{b^2}} \left(\rho_0 + \frac{\mu_0 j_z^2}{Z\nu} \right) J_1 \left(\sqrt{\frac{Z\nu}{b^2}} r \right) - \frac{\mu_0 j_z^2}{Z\nu} r}{\left(\rho_0 + \frac{\mu_0 j_z^2}{Z\nu} \right) J_0 \left(\sqrt{\frac{Z\nu}{b^2}} r \right) - \frac{\mu_0 j_z^2}{Z\nu} r} \quad (6.26)$$

$r = r_0$ で粒子の流れ密度は等しくなければならぬから

$$A = r_0 \left[\sqrt{\frac{Z\nu}{b^2}} J_1 \left(\sqrt{\frac{Z\nu}{b^2}} r_0 \right) \left(\rho_0 + \frac{\mu_0 j_z^2}{Z\nu} \right) - \frac{\mu_0 j_z^2}{2 b^2} r_0 \right] \quad (6.27)$$

それ故 (6.24) 式は

$$\rho = r_0 \left[\sqrt{\frac{Z\nu}{b^2}} \left(\rho_0 + \frac{\mu_0 j_z^2}{Z\nu} \right) J_1 \left(\sqrt{\frac{Z\nu}{b^2}} r_0 \right) - \frac{\mu_0 j_z^2}{2 b^2} r_0 \right] \ln \frac{R}{r} \quad (6.28)$$

所が隔壁の開孔又は陰極点によつて r_0 が制限され、そこでは $r = r_0$ で $\rho = 0$ となる。

即ち

$$\left(\rho_0 + \frac{\mu_0 j_z^2}{Z\nu} \right) J_0 \left(\sqrt{\frac{Z\nu}{b^2}} r_0 \right) = \frac{\mu_0 j_z^2}{Z\nu}$$

従つて

$$J_0 \left(\sqrt{\frac{Z\nu}{b^2}} r_0 \right) = \frac{\mu_0 j_z^2}{Z\nu} \left(\rho_0 + \frac{\mu_0 j_z^2}{Z\nu} \right) \quad (6.28)$$

これを全電流で現わせば

$$J_0 \left(\sqrt{\frac{Z\nu}{b^2}} r_0 \right) = \frac{\mu_0 I^2}{\pi^2 \rho_0 Z \nu r_0^4 + \mu_0 I^2} \quad (6.29)$$

従つて $I \rightarrow 0$ の極限，即ち磁界の効果がない場合には (6.29) 式の右辺を 0 とおいて

$$\sqrt{\frac{Z\nu}{b^2}} r_0 = 2.405 \quad (6.30)$$

ヘリウム 1 mm Hg の場合を例にとれば $r_0 = 0.5$ mm として

$$\frac{Z\nu}{b^2} = 2.31 \times 10^7 \text{ (MKS)}$$

一方毎秒の電離数は次の式で与えられる

$$\left. \begin{aligned} Z &= 1.9 \times 10^8 \text{ ap} \quad \nu_i^{-\frac{3}{2}} e^{-x} x^{-\frac{3}{2}} \left(1 + \frac{x}{2}\right) \\ x &= \frac{e V_i}{k T_e} \end{aligned} \right\} \quad (6.31)$$

ヘリウムでは $V_i = 24.58 \text{ Volt}$ ， $a = 4.6 \times 10^{-2}$ ，故に $p = 1 \text{ mm Hg}$ として

$$Z = 1.065 \times 10^9 x^{-\frac{3}{2}} e^{-x} \left(1 + \frac{x}{2}\right) \quad (6.32)$$

$$\text{一方 } b^2 = \frac{k T}{M} = \frac{k (T_e + T_i)}{m_e + m_i} \frac{k T_e}{e V_i} \frac{e V_i}{m_i} = 5.92 \times 10^8 x^{-1} \text{ (MKS)} \quad (6.33)$$

$$\text{従つて } x^{-\frac{1}{2}} e^{-x} \left(1 + \frac{x}{2}\right) = 1.28 \times 10^7 \nu^{-1} \quad (6.34)$$

ここに ν はイオンと電子の両方に平均して働く衝突周波数である。

ν の大きさとしてはイオン-中性ガス分子の衝突周波数をとればよい。

従つて $\nu = 2.6 \times 10^7$ を採用すれば

$$x^{-\frac{1}{2}} e^{-x} \left(1 + \frac{x}{2}\right) = 0.494 \quad (6.35)$$

この式を満足する x は約 1.1 である。これから電子温度を求めると $T_e = 295000^\circ \text{K}$ となつて極めて高い値となる。しかし $r_0 = 0.5 \text{ mm}$ という大きさはヘリウム中の電子の平均自由行程と同程度であるから上の計算をそのまま受入れることは出来ない。しかし普通の放電管よりは相当電子温度が高いものと予想される。 I^2 を 0 としなければその値は当然上の計算より大きくなり，電子温度は下る。また (6.29) 式に於いて $\rho_0 \rightarrow \infty$ とすれば上述の結果と同じになる即ち $\sqrt{\frac{Z\nu}{b^2}} r_0 = 2.405$ なる条件は $I^2 = 0$ 又は $\rho_0 \rightarrow \infty$ に対応している。従つて T_e が低い値から次第にませば r_0 ， I は一定であるから $\sqrt{\frac{Z\nu}{b^2}} r_0$ は次第に大きくなり，これが 2.405 に極めて近くなれば (6.29) 式の右辺は 0 に近づく，即ち ρ_0 は大きくなる。この事情を一層明らかにするためにベッセル函数を放

物線で近似すれば

$$1 - \frac{1}{4} \frac{Zv}{b^2 r_0^2} = \frac{\mu_0 I^2}{\pi^2 \rho_0 Z v r_0^4 + \mu_0 I^2}$$

ρ_0 について解けば

$$\rho_0 = \frac{\mu_0 I^2}{\pi^2 r_0^2} \frac{1}{4b^2 - Zv r_0^2} \quad (6.36)$$

数値を代入すれば

$$n_0 = 8.06 \times 10^{15} \frac{X}{1 - 2.92 X - \frac{1}{2} e^{-X} (1 + \frac{X}{2})} \quad (6.37)$$

従つて x が小さくなれば分母を 0 にする X の値で n_0 は極めて大きくなる。或いは X が充分大きい値即ち T_0 が低い場合も n_0 は大きくなる。それ故限られたプラズマではその状態に 2 つの電子温度が対応する。

プラズマ柱の一部が強制的に絞られた場合この絞りの部位から離れるに従つてプラズマは拡がる。しかしこのプラズマ柱の外側に電子放射源があればプラズマ柱からの電子の損失は少なくなり、従つてプラズマの拡散は妨げられる。この場合は一方の極から電子が他方の極からイオンが放射される、いわゆる複性空間電荷電導 となる。この場合 $\alpha = \frac{j_1}{j_0} \sqrt{\frac{m_1}{m_0}} = 1$ とすれば電位分布は両極の中央に対称になる。 $\alpha = 1$ が極限であるからイオン電流密度は $j_1 = j_0 \sqrt{\frac{m_0}{m_1}}$ 以上になることはない。それ故プラズマ柱の単位長さ当りのイオン電流は

$$I_1 = 2\pi r_0 j_0 \frac{m_0}{m_1} \quad (6.38)$$

一方プラズマ柱表面に於けるイオン電流は (6.25) 及び (6.28) より

$$n_1 u_0 = \frac{b^2}{v m_1} \left[\sqrt{\frac{vZ}{b^2}} \left(\rho_0 + \frac{\mu_0 j_z^2}{Zv} \right) J_1 \left(\frac{vZ}{b^2} r_0 \right) - \frac{\mu_0 j_z^2}{2b^2} r_0 \right] \simeq \frac{b^2}{v m_1} \left[\frac{vZ}{b^2} \frac{\rho_0}{2} r_0 \right] \quad (6.39)$$

Z 方向の電流即ち放電電流 I は $I \propto \pi r_0^2 \rho_0 v$ であるから $\rho_0 \propto \frac{I}{r_0^2}$

従つて $2\pi r_0 I_1 \propto \frac{Z}{m_1} I$ となり、 I を一定とすれば (6.38) 式より j_0 が小さい程プラズマ半径 r_0 は大きくなる。従つてプラズマ柱の集束のためには j_0 の効果も当然考えなければならぬ。アルゴンに於けるグローの集束はこの効果が相当大きいと考えられる。

以上要すれば発振時に於けるプラズマ集束は陰極点或いは隔壁の開孔によつて強制的に絞られたプラズマ内の温度は相当に高く、また試作管にあつては陰極の充分な電子放射に

よってプラズマ柱の半径方向の損失が減少し、これら2つの効果によって陰極空間のみでプラズマが集束されたものと考えることが出来る。放電電流 I を増加すれば I_1 が増加し、従って(6.38)より r_0 は増す。即ちグローが広がる。アルゴン放電に於ける I の増加によるグローの広がりはこちらによって説明出来る。

自己ピンチしたプラズマはKink型及びSausage型の不安定性をもつ、筆者の対象は極く短いプラズマ柱であるからSausage型のみ考慮し且つプラズマ柱の r 方向の振動を考える。簡単のため衝突等の損失を無視しまた圧力勾配を省略すれば

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = j \times B$$

成分で書けば

$$\rho \frac{\partial u_r}{\partial t} = - \frac{\mu_0 j_z^2}{2} r$$

今境界のみを考えると振動分のみ考えれば $r = r_0 + r_1$, $\frac{\partial r_1}{\partial t} = u_r$

$$\text{従って} \quad \rho_0 \frac{d^2 r_1}{dt^2} + \frac{\mu_0 j_z^2}{2} r_1 = 0 \quad (6.40)$$

$$\text{即ち} \quad \omega = \sqrt{\frac{\mu_0 j_z^2}{2 \rho_0}} \quad (\text{MKS}) \quad (6.41)$$

なる周波数の振動を行なう、 $i = \frac{I}{\pi r_0^2}$, $I \propto \pi r_0^2 \rho_0 v$ を代入すれば

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{I v}{2 \pi r_0^2}} \propto \frac{\sqrt{I}}{r_0} \quad (6.42)$$

即ち振動の周波数は放電電流 I の $\frac{1}{2}$ 乗に比例し開孔半径 r に反比例することになる。これは実験特にヘリウムの周波数特性と定性的には完全に一致する。また $I = 0.5 \text{ A}$, $n_1 = 10^{12} / \text{cc}$ とすれば $f = 1.05 \text{ MC}$ となり定量的にも一致する。

以上規則振動の発生機構についてプラズマ柱の集束、並びに振動の周波数について簡単な考察を行なったが、数値的にも又定性的にも略満足すべき結果が得られた。規則振動の本質がプラズマイオン振動にあるかこのようなピンチしたプラズマの電磁的な現象であるかは更に詳細な実験が必要であるが、一応本理論によってプラズマイオン振動と考えるより一層よく実験事実を説明し得る。

6.3 プラズマ中の高周波振動 ⁴⁶⁾

6.1で述べたように荷電粒子の振動はガス分子との衝突によって中断される。従来の理論ではガス分子の量は極めて多いからガス分子は殆んど静止状態にあり、衝突によって

イオンのみ速度を変えらるゝとして取扱つて来た。しかし実際の放電管ではイオンは陽極から陰極に向つて流れていて、しかも系全体としては静止している。それ故系全体として静止するためには中性ガス分子はたゞ遅くともイオンとは逆の方向に流れなければならない。またイオンとガス分子の質量比は電子とイオン又は電子とガス分子の比に比べるとはるかに大きく1に近い値となるから、衝突による運動量交換は相当大きくなる。この運動量の交換は、異種のイオンとガスであれば弾性衝突のみ考えればよいが、同種のイオン及びガスであれば電荷交換の非弾性衝突が重要になる。衝突断面積としては後者の方が一般に大きい。従つて不完全電離気体の衝突周波数と同程度の振動が大きな減衰を受けずに伝播する為には衝突の効果を考慮した理論を必要とする。

プラズマ中の振動はボルツマン方程式から出発して論ず可きであるが、こゝでは簡単のためボルツマン方程式を積分して得られる輸送方程式から出発する。計算に当り次の假定をおく。

- (1) 境界のない無限に拡がったプラズマの一次元的な平面波を取扱かう。このため自身自身の電流による磁場は存在しない。
- (2) 成分粒子の流れ速度は平均熱速度より小さくマクスウエル分布又はそれに近い対称な分布をもつとする。
- (3) 圧力テンソルはスカラーに縮退しているものとする。
- (4) 定常プラズマは空間的に一様である。
- (5) 電子はボルツマン分布にあるものとする。
- (6) イオンと中性ガス分子との衝突は力が距離の5乗の逆数に比例する。即ちマクスウエルの模型⁴⁷⁾を採用する。

以上の假定により輸送方程式は(6・1)，(6・2)，(6・3)より

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} + v_s \frac{\partial \rho_s}{\partial x} + \rho_s \frac{\partial v_s}{\partial x} = 0 \quad (6 \cdot 43)$$

$$\begin{aligned} \rho_s \left(\frac{\partial v_s}{\partial t} + v_s \frac{\partial v_s}{\partial x} \right) - \frac{Z_s e E}{m_s} \rho_s + \frac{\partial p_s}{\partial x} \\ = K_{st} \rho_s \rho_t (v_t - v_s) \end{aligned} \quad (6 \cdot 44)$$

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} \rho_s \frac{\kappa}{m_s} \left(\frac{\partial T_s}{\partial t} + v_s \frac{\partial T_s}{\partial x} \right) + \rho_s \frac{\partial v_s}{\partial x} \\ = K_{st} \rho_s \rho_t (M_t (v_t - v_s)^2 + \frac{3\kappa}{M} (T_t - T_s)) \end{aligned}$$

またポアソン方程式は (6・45)

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_1 - n_0) \quad (6.46)$$

電子に対しては

$$n_0 = n_{e0} \exp(eV/kT_e) \quad (6.47)$$

ここに $S=1, g \quad Z_1=1, Z_g=0$

次に夫々の量を振動項と定常項に分け振動項の2次以上の項を省略すれば、定常項は添字0、振動項は添字1で現わして

$$\frac{\partial \rho_{s1}}{\partial t} + v_{s0} \frac{\partial \rho_{s1}}{\partial x} + \rho_{s0} \frac{\partial v_{s1}}{\partial x} = 0 \quad (6.48)$$

$$\rho_{s0} \left(\frac{\partial v_{s1}}{\partial t} + v_{s0} \frac{\partial v_{s1}}{\partial x} \right) + \frac{\partial \rho_{s1}}{\partial x} - \frac{Z_{se} E_1 \rho_{s0}}{m_s} \quad (6.49)$$

$$= K_{st} \rho_{s0} \rho_{s0} (v_{t1} - v_{s1})$$

$$- K_{st} (\rho_{s1} \rho_{t0} + \rho_{s0} \rho_{t1}) (v_{s0} - v_{t0})$$

$$\frac{3}{2} \rho_{s0} \frac{\kappa}{m_s} \left(- \frac{\partial T_{s1}}{\partial t} + v_{s0} \frac{\partial T_{s1}}{\partial x} + \rho_{s0} \frac{\partial v_{s1}}{\partial x} \right)$$

$$= K_{st} \rho_{s0} \rho_{t0} \left\{ 2 M_t (v_{t0} - v_{s0}) (v_{t1} - v_{s1}) + \frac{3 \kappa}{M} (T_{t1} - T_{s1}) \right\}$$

$$+ K_{st} (\rho_{s1} \rho_{t0} + \rho_{s0} \rho_{t1}) \left\{ M_t (v_{s0} - v_{t0})^2 + \frac{3 \kappa}{M} (T_{t0} - T_{s0}) \right\} \quad (6.50)$$

$$\frac{\partial E_1}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_{i1} - n_{e1}) \quad (6.51)$$

$$n_{e1} = n_{e0} \frac{e V_1}{\gamma k T_e} \quad (6.52)$$

(6.52) 式における γ は電子のエネルギー方程式を省略したために導入した量で、電子同志の衝突周波数より充分高ければ断熱近似がよく、衝突に際して他粒子とのエネルギー交換が適当に行なわれるとすれば等温近似となる。従つて

$$\gamma = \frac{5}{3} \quad \cdots \cdots \text{断熱近似}, \quad \gamma = 1 \quad \cdots \cdots \text{等温近似}$$

とする。

以上 (6.48) ~ (6.52) 式がイオン振動に対する基礎方程式であつて、従来の取扱いと異なる点は要素粒子相互間の振動項に対する運動量及びエネルギーの保存則を導入した点にある。

上の式に於て振動項はすべて $\exp(ikx)$ に比例するものとし、時間に関してはラプラス変換を行なう。即ち $L\phi_{s1} = \phi_{sp}$,

$L \frac{\partial \phi_{s1}}{\partial t} = P\phi_{sp} - \phi_{spo}$ とする。こゝに ϕ_{spo} は ϕ_{s1} の初期値を現わす。

以上の変換を行なえば

$$(p+jkv_{so})\rho_{sp} + jk\rho_{so}v_{sp} = \rho_{spo} \quad (6.53)$$

$$(jk\lambda^2\omega_s^2 + jk\frac{\kappa}{m_s}T_{so} + \nu\sigma_tv_{st})\rho_{st} + \rho_{so}(p+jkv_{so} + \nu\sigma_t)v_{sp} \\ + jk\rho_{so}\frac{\kappa}{m_s}T_{sp} + \nu\sigma_sv_{st}\rho_{tp} - \nu\sigma_s\rho_{to}v\rho = \rho_{so}v_{spo} \quad (6.54)$$

$$- \nu\sigma_t(M_tv_{st}^2 - \frac{3\kappa}{M}T_{st})\rho_{sp} + \rho_{so}(jk\frac{\kappa}{m_s}T_{so} - 2\nu\sigma_tM_tv_{st})v_{sp} \\ + \rho_{so}\left\{\frac{3}{2}\frac{\kappa}{m_s}(p+jkv_{so}) + \nu\sigma_t\frac{3\kappa}{M}\right\}T_{sp} \\ - \nu\sigma_s(M_tv_{st}^2 - \frac{2\kappa}{M}T_{st})\rho_{tp} + 2\nu\sigma_s\rho_{to}M_tv_{st}v_t\rho - \nu\sigma_s\rho_{to}\frac{3\kappa}{M}T_{tp} \\ = \frac{3}{2}\rho_{so}\frac{\kappa}{m_s}T_{sp} \quad (6.55)$$

$$\text{こゝに } \nu = K_{st}(\rho_{so} + \rho_{to}), \quad \sigma_s = \rho_{so}/(\rho_{so} + \rho_{to})$$

$$\lambda^2 = (k^2 + \lambda_D^{-2})^{-1}, \quad \lambda_0^2 = \epsilon_0\kappa T_s / e^2 n_{eo}$$

$$\omega_s^2 = Z_s e^2 n_{so} / \epsilon_0 m_s, \quad v_{st} = v_{so} - v_{to}, \quad T_{st} = T_{so} - T_{to}$$

従つて振動の模様は (6.53) ~ (6.55) で示された6つの方程式の変数

$\rho_{1p}, v_{1p}, T_{1p}, \rho_{gp}, v_{gp}, T_{gp}$ に関する係数の作る行列式を0にする P の根を求めればよい。この行列式を展開すれば $P = j\omega$ とおいて

$$\frac{3}{2}xyL_iL_g + 3\nu^2\sigma_i(M_i\sigma_g + M_g\sigma_i)x^2L_i \\ + 3\nu^2\sigma_g(M_i\sigma_g + M_g\sigma_i)y^2L_g \\ + \nu^2\sigma_i\sigma_g(x-y)(2x+5y) \\ \times \left\{ \left(\frac{3}{5}M_ib_i^2 - M_gb_g^2\right) + M_gL_g - \frac{1}{2}x(M_1x + M_gy) \right. \\ \left. + \nu^2\sigma_1\sigma_g(x-y)(5x+2y) \right\}$$

$$\begin{aligned}
& \times \left\{ (M_i b_i^2 - \frac{3}{5} M_g b_g^2) - M_i L_i + \frac{1}{2} y (M_i x + M_g y) \right\} \\
& - j \nu \left\{ 3 \sigma_i x L_i \left\{ (-\frac{3}{5} M_i b_i^2 - M_g b_g^2) + M_g L_g - \frac{1}{2} x (M_i x + M_g y) \right\} \right. \\
& \quad + 3 \sigma_g y L_g \left\{ M_i L_i - (M_i b_i^2 - \frac{3}{5} M_g b_g^2) - \frac{1}{2} y (M_i x + M_g y) \right\} \\
& \quad + \sigma_i (x-y) (5x+2y) \\
& \quad \times \left\{ \frac{1}{2} M_i x L_i + \nu^2 \sigma_g (M_i \sigma_g + M_g \sigma_i) y \right\} \\
& \quad - \sigma_g (x-y) (2x+5y) \\
& \quad \times \left. \left\{ \frac{1}{2} M_g y L_g + \nu^2 \sigma_i (M_i \sigma_g + M_g \sigma_i) x \right\} \right\} = 0
\end{aligned} \tag{6.56}$$

$$z \in \mathbb{C} \quad x = \omega + k v_{i0}, \quad y = \omega + k v_{g0}$$

$$L_i = \Omega_i^2 - \alpha_i^2, \quad L_g = b_g^2 - y^2$$

$$\Omega_i^2 = k^2 (\lambda^2 \omega_i^2 + a_i^2), \quad b_i^2 = k^2 a_i^2, \quad b_g^2 = k^2 a_g^2$$

$$\alpha_i^2 = \frac{5}{3} \frac{\kappa}{m_i} T_{i0}, \quad a_g^2 = \frac{5}{3} \frac{\kappa}{m_g} T_{g0}$$

以上の式は波数 k と周波数 ω の関係式であるから分散式と呼ばれるもので、これを基にして振動が論じられる。

上に求めた(6.56)式は6次式であるから解を一般的に求めることは出来ない。従ってこゝでは定常振動即ち ω が実数の場合の考察を行なう。このときは x, y は共に実数で上式は実数部と虚数部に簡単に分かれて

$$\begin{aligned}
F(x, y, \nu) &= \frac{3}{2} x y L_i L_g + 3 \nu^2 \sigma_i (M_i \sigma_g + M_g \sigma_i) x^2 L_i \\
& \quad + 3 \nu^2 \sigma_g (M_i \sigma_g + M_g \sigma_i) y^2 L_g \\
& \quad + \nu^2 \sigma_i \sigma_g (x-y) (5x+2y) \\
& \quad \times \left\{ M_i b_i^2 - \frac{3}{5} M_g b_g^2 - M_i L_i + \frac{1}{2} y (M_i x + M_g y) \right\} \\
& \quad + \nu^2 \sigma_i \sigma_g (x-y) (2x+5y) \\
& \quad \times \left\{ \frac{3}{5} M_i b_i^2 - M_g b_g^2 + M_g L_g - \frac{1}{2} x (M_i x + M_g y) \right\} = 0
\end{aligned} \tag{6.57}$$

$$\begin{aligned}
G(x, y, \nu) = & \nu \left\{ 3\sigma_1 x L_1 \left\{ \frac{3}{5} M_1 b_1^2 - M_g b_g^2 + M_g L_g - \frac{1}{2} x (M_1 x + M_g y) \right\} \right. \\
& + 3\sigma_g y L_g \left\{ M_1 L_1 - M_1 b_1^2 + \frac{3}{5} M_g b_g^2 - \frac{1}{2} y (M_1 x + M_g y) \right\} \\
& + \sigma_1 (x-y) (5x+2y) \\
& \times \left\{ \frac{1}{2} M_1 x L_1 + \nu^2 \sigma_g (M_1 \sigma_g + M_g \sigma_1) y \right\} \\
& - \sigma_g (x-y) (2x+5y) \\
& \left. \times \left\{ \frac{1}{2} M_g y L_g + \nu^2 \sigma_1 (M_1 \sigma_g + M_g \sigma_1) x \right\} \right\} = 0 \quad (6.58)
\end{aligned}$$

この2つの連立方程式を一般的に解くことは出来ない。そこで種々の場合についての振動を考察する。

① $\nu=0$ 即ち衝突が全くない場合。このとき上式で $\nu=0$ とおけば (6.58) 式は常に成立するから (6.57) 式より

$$x y L_1 L_g = 0$$

$$\text{即ち} \quad \omega + k v_{i0} = 0 \quad (6.59)$$

$$\omega + k v_{g0} = 0 \quad (6.60)$$

$$(\omega + k v_{i0})^2 = \Omega_1^2 \quad (6.61)$$

$$(\omega + k v_{g0})^2 = v_g^2 \quad (6.62)$$

(6.59) 及び (6.60) は変動量が粒子の流れによつて運ばれることを現わしいわゆる振動ではない。(6.61) 及び (6.62) 式は夫々イオン及び中性粒子が、単独に存在したときの振動である。 $\nu=0$ とおいたのであるからこれは当然の帰結である。

② $\nu \neq 0$ $\nu \rightarrow 0$ の場合 (6.57) (6.58) 式より

$$x y L_1 L_g = 0 \quad (6.63)$$

$$\begin{aligned}
& 3\sigma_1 x L_1 \left\{ M_g L_g + \frac{3}{5} M_1^2 b_1^2 - M_g b_g^2 - \frac{1}{2} x (M_1 x + M_g y) \right\} \\
& + 3\sigma_g y L_g \left\{ M_1 L_1 - M_1 b_1^2 + \frac{3}{5} M_g b_g^2 - \frac{1}{2} y (M_1 x + M_g y) \right\} \\
& + \sigma_1 (x-y) (5x+2y) \cdot \frac{1}{2} M_1 x L_1 \\
& - \sigma_g (x-y) (2x+5y) \cdot \frac{1}{2} M_g y L_g \simeq 0
\end{aligned}$$

$$(6.64)$$

この連立方程式の解は

$$\left\{ \begin{array}{l} x=0 \\ y=0 \end{array} \right\} \quad \left\{ \begin{array}{l} x=0 \\ L_g=0 \end{array} \right\} \quad \left\{ \begin{array}{l} L_1=0 \\ y=0 \end{array} \right\} \quad \left\{ \begin{array}{l} L_1=0 \\ L_g=0 \end{array} \right\}$$

で与えられる。オ1の解はイオン及び中性粒子が同じ流れ速度をもつ場合のみ成立し一般的ではない。オ2の解は $v_i - v_g = v_d$ とおき

$$\left. \begin{array}{l} v_d = \pm a_g \\ \omega = -k(u \mp a_g a_g) \end{array} \right\} \quad (6.65)$$

オ3の解は

$$\left. \begin{array}{l} kv_d = \pm \Omega_i = \pm k \sqrt{\lambda_D^2 \omega_1^2 + a_i^2} \\ \omega = -ku \pm \sigma_1 \Omega_1 \\ \text{且つ} \quad k^2 = \frac{1}{\lambda_D^2} \left\{ \frac{\lambda_D^2 \omega_1^2}{v_d^2 - a_1^2} - 1 \right\} > 0 \\ \lambda_D^2 \omega_1^2 > v_d^2 - a_1^2 > 0 \end{array} \right\} \quad (6.66)$$

但し u は系の速度で

$$u = (\rho_{i0} v_{i0} + \rho_{g0} v_{g0}) / (\rho_{i0} + \rho_{g0}) \quad (6.67)$$

以上2つの解はイオンと中性粒子の相対速度が成分粒子の音速に等しいか、或いはそれ以上でなければならない。従つて仮定(2)に反するオ4の解は

$$\left. \begin{array}{l} \omega + kv_{i0} = \pm \Omega_1 \\ \omega + kv_{g0} = \pm k a_g \end{array} \right\} \quad (6.68)$$

従つて

$$\left. \begin{array}{l} k^2 v_d^2 = (\Omega_1 + k a_g)^2 \\ (\omega + ku)^2 = (\sigma_1 \Omega_1 - \sigma_g k a_g)^2 \\ k^2 = \frac{1}{\lambda_D^2} \left[\frac{\lambda_D^2 \omega_1^2}{(v_d - a_g)^2 - a_1^2} - 1 \right] > 0 \end{array} \right\} \quad (6.69)$$

$$\text{これより } \sqrt{\lambda_D^2 \omega_1^2 + a_1^2} + a_g > |v_d| > a_1 + a_g$$

又は

$$\left. \begin{array}{l} k^2 v_d^2 = (\Omega_1 - k a_g)^2 \\ (\omega + ku)^2 = (\sigma_1 \Omega_1 + \sigma_g k a_g)^2 \\ k^2 = \frac{1}{\lambda_D^2} \left[\frac{\lambda_D^2 \omega_1^2}{(v_d + a_g)^2 - a_1^2} - 1 \right] \\ \text{これより } \sqrt{\lambda_D^2 \omega_1^2 + a_1^2} - a_g > |v_d| > a_1 - a_g \end{array} \right\} \quad (6.70)$$

前者の解は仮定②に反するからこれ棄てると残る解は(6・70)のみとなる。

以上の解は $\nu \rightarrow 0$ の極限に於て漸近する解を現わすものでこれらすべてが実現するとは限らないが、以下衝突のある場合の出発点として意味をもつ。

③ $\nu \neq 0$ で $\nu/\Omega_1 \ll 1$ の場合。一般的に連立方程式を解くことは出来ないから②で求めた極限解の近傍に方程式を展開して ν が充分小さい場合の振動の存在条件を求める。②で述べたように意味のある解は $L_1=0, L_g=0$ のみであるから、 $x=\pm\Omega_1, y=\pm\Omega_1$ に於いてF, Gを展開し、夫々最少次の項のみとし高次の項を省略すれば、簡単のため $m_1=m_g$ において

$$F(x \pm \Omega_1, y \pm \Omega_1, \nu) \\ = 12\Omega_1^2 b_g^2 x y + \nu^2 \sigma_1 \sigma_g (\Omega_1 - b_g) [(\Omega_1 + b_g) \{5b_1^2 - 5b_g^2 - (\Omega_1^2 - b_g^2)\} \\ + \frac{6}{5} b_1^2 \Omega_1 - \frac{6}{5} b_g^3] = 0 \quad (6.71)$$

$$G(x \pm \Omega_1, y \pm \Omega_1, \nu) \\ = \sigma_1 \Omega_1^2 [4b_g^2 + 3b_g \Omega_1 - \frac{9}{5} b_1^2 - \Omega_1^2] x \nu + \sigma_g b_g^2 \\ \times [\Omega_1^2 + 3b_1^2 - \frac{14}{5} b_g^2 + 3\Omega_1 b_g] y \nu = 0 \quad (6.72)$$

ここで $b_1 = p\Omega_1, b_g = q\Omega_1$ において無次元化すれば $p < 1$

(6.71) (6.72) 式が $\nu > 0$ で解をもつためには

$$(1-q) [(31+25g)p^2 - 26q^3 - 20q^2 - 5q - 5] [4q^2 + 3q - \frac{9}{5} p^2 - 1] \\ \times [3p^2 - \frac{14}{5} q^2 + 3q + 1] > 0 \quad (6.73)$$

この不等式を満足する p, q の範囲を図示すれば図6・1図の如くなる。

即ち ν が充分小さい場合定常振動は存在し得てそのためには T_1, T_g は図6・1図の示す領域に存在しなければならない。

④ $\nu \neq 0$ で任意の大きさの場合 この場合の解の存在を証明する。

(a) $x=\pm\Omega_1$ のとき $L_1=0$ 従つて

$$F(\pm\Omega_1, y, \nu) \\ = \nu^2 \sigma_1 [3y^2 L_g + \sigma_1 (\pm\Omega_1 - y) \{ (\pm\Omega_1 + y) (2L_g - 5b_g^2 + y^2 - \Omega_1^2 + 5b_1^2) \\ \pm \frac{6}{5} b_1^2 \Omega_1 + 3y (L_g - \frac{2}{5} b_g^2) \}] \quad (6.74)$$

$\nu \neq 0$ であるから $F=0$ の根は ν に無関係である。

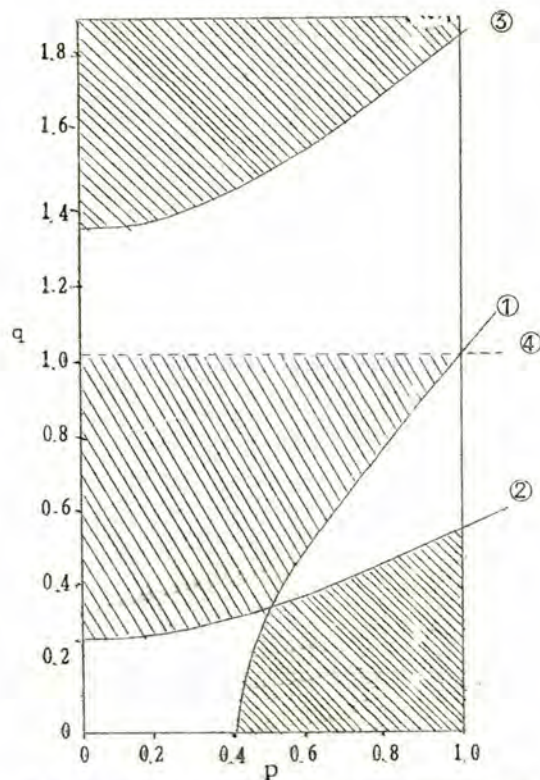


図 6.1 $\nu \rightarrow 0$ のときの振動の可能な条件

$$G(\pm \Omega_1, y, \nu) = \sigma_g y^2 \left(\Omega_1^2 \pm 3\Omega_1 y - y^2 + 3b_1^2 - \frac{9}{5} b_g^2 \right) - 2\nu^2 \sigma_1 \sigma_g (\pm \Omega_1 - y)^2 (\pm \Omega_1 + y) \quad (6.75)$$

となるから

$$G(\pm \Omega_1, 0, \nu) = \mp 2\nu^2 \sigma_1 \sigma_g \Omega_1^3 \begin{cases} < 0 & x = +\Omega_1 \\ > 0 & x = -\Omega_1 \end{cases}$$

$$G(\pm \Omega_1, \pm b_g, \nu) = \mp 2\nu^2 \sigma_1 \sigma_g (\Omega_1 - b_g)^2 (\Omega_1 + b_g) \begin{cases} < 0 & x = +\Omega_1 \\ > 0 & x = -\Omega_1 \end{cases}$$

$$G(\pm \Omega_1, \pm \Omega_1, \nu) = \mp 3\sigma_g \Omega_1^5 (1 - q^2) \begin{cases} > 0 & x = +\Omega_1 \\ < 0 & x = -\Omega_1 \end{cases}$$

故に $G=0$ の根は ν の如何に拘らず $b_g < |y| < \Omega_1$ に存在する。但し $q, p < 1$

一方 F の方は

$$F(\pm\Omega_i, 0, \nu) = \nu^2 \sigma_i \sigma_g \Omega_i^4 \left[-\frac{31}{5} p^2 - 3q^2 - 1 \right]$$

$$F(\pm\Omega_i, \pm b_g, \nu) = \frac{1}{5} \nu^2 \sigma_i \sigma_g \Omega_i^4 (1-q) [(31+25q)p^2 - 26q^3 - 20q^2 - 5q - 5]$$

$$F(\pm\Omega_i, \pm\Omega_i, \nu) = -3\nu^2 \sigma_g \Omega_i^4 (1-q^2)$$

$q < 1$ ならば $F(\pm\Omega_i, \pm\Omega_i, \nu) < 0$ であるから

$F(\pm\Omega_i, \pm b_g, \nu) > 0$ ならば $F=0$ の根は $b_g < |y| < \Omega_i$ に存在する。

$$\text{即ち } (31+25q)p^2 - 26q^3 - 20q^2 - 5q - 5 > 0 \quad (6.76)$$

従つてこの場合は ν を変えて $G=0$ の根を $F=0$ の根に一致させることが出来る。この範囲を図示すれば図 6.2 図の如くなる。

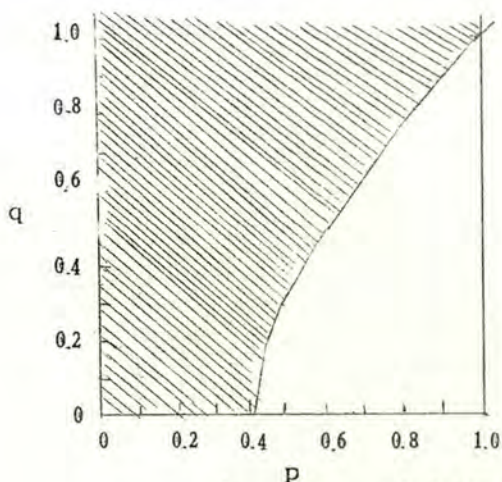


図 6.2 図 $\nu \neq 0$ の場合

(b) $y = +b_g$ のとき $L_g = 0$ この場合も (a) と同様にして

$$G(0, +b_g, \nu) = -2\nu^2 \sigma_i \sigma_g b_g^3 < 0$$

$$G(b_g, b_g, \nu) = 3\sigma_i \Omega_i^5 q (1-q^2) \left(\frac{3}{5} p^2 - 2q^2 \right) \quad (6.77)$$

$$G(\Omega_i, b_g, \nu) = -2\nu^2 \sigma_i \sigma_g \Omega_i^3 (1-q)^2 (1+q) < 0$$

故に $q(1-q^2) \left(\frac{3}{5} p^2 - 2q^2 \right) > 0$ ならば $G=0$ の根は $x < b_g, b_g < x < \Omega_i$

に存在する。また一方

$$F(0, b_g, \nu) = -\nu^2 \sigma_i \sigma_g \Omega_i^4 q^2 \left(\frac{5}{2} p^2 - \frac{13}{5} q^2 - 1 \right)$$

$$F(b_g, b_g, \nu) = 3\nu^3 \sigma_i \Omega_i^4 q^2 (1 - q^2) > 0$$

$$F(\Omega_i, b_g, \nu) = \nu^2 \sigma_i \sigma_g \Omega_i^4 (1 - q) \left[(1 + q) (5p^2 - 4q^2 - 1) + \frac{6}{5} p^2 - \frac{6}{5} q^3 \right]$$

$$\text{故に } \frac{5}{2} p^2 - \frac{13}{5} q^2 - 1 > 0 \quad (6.78)$$

$$\text{又は } (1 - q) \left[(1 + q) (5p^2 - 4q^2 - 1) + \frac{6}{5} p^2 - \frac{6}{5} q^3 \right] < 0 \quad (6.79)$$

ならば $q=0$ の根と $F=0$ の根を一致させることが出来る。

この範囲を図示すれば図 6.3 図の如くなる

以上に示したごとくイオンと中性粒子間の衝突を考慮して分散式を導きこれから定常振動が存在し得ることを示した。

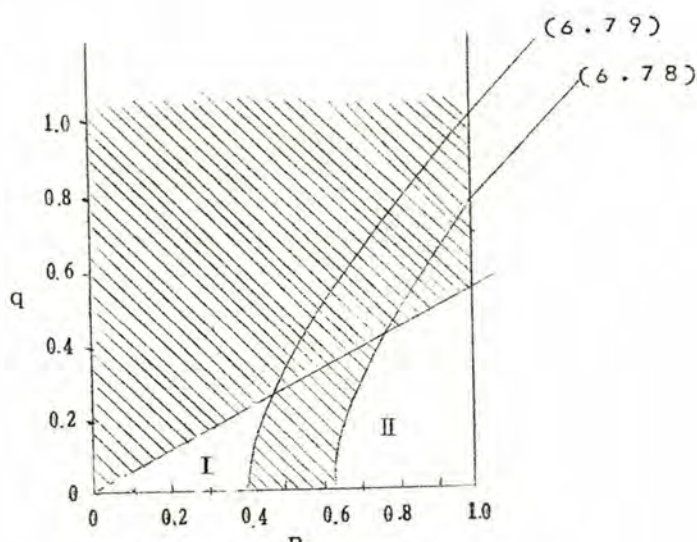


図 6.3 図 $\nu \neq 0$ の場合

I: $b_g < x < \Omega_i$

II: $x < b_g, b_g < x < \Omega_i$

(5) 非定常振動 分散式 (6.56) に於いて $\omega = \omega - j d$ とおけば, $d > 0$ ならば増大波, $d < 0$ ならば減衰波を与える。分散式の実数部を $F(x, y, d, \nu) = 0$ 虚数部を $G(x, y, d, \nu) = 0$ とおく。この連立方程式を一般的に取扱うことは出来ないから③の方法にならつて $x = \Omega i, y = bg, d = 0, \nu = 0$ のまわりに展開して $\nu/\Omega i = \delta \ll 1, d/\Omega i = \mu \ll 1$ の分散式の振舞いを調べる。

$$F(1+\xi, q+\eta, \mu, \delta) = -6q^2\xi\eta + 6q^2\mu^2 - \frac{1}{5}\sigma_i\sigma_g U \delta^2 + (\sigma_i V - \sigma_g W)\mu\delta + \dots = 0 \quad (6.80)$$

$$G(1+\xi, q+\eta, \mu, \delta) = (6q^2\mu + \sigma_i V \delta)\xi + (6q^2\mu - \sigma_g W \delta)\eta + \dots = 0 \quad (6.81)$$

$$x/\Omega i = 1+\xi, y/bg = q+\eta,$$

$$U = (1-q) \{M_i(31+25q)p^2 - 26(1-M_i)q^3 - (25-30M_i)q^2 - 5(1-M_i)q - 5M_i\}$$

$$V = (6-4M_i)q^2 + 3q - \frac{18}{5}M_i p^2 - 2M_i$$

$$W = q^2 \left\{ \frac{28}{5}(1-M_i)q^2 - 3q - 6M_i p^2 - 2(1-M_i) \right\}$$

$$(6.80), (6.81) \text{ は } \xi, \eta \text{ に関する連立方程式であつて, これが解をもつ為には } \{6q^2\mu^2 + (\sigma_i V - \sigma_g W)\mu\delta - \frac{1}{5}\sigma_i\sigma_g U \delta^2\} (6q^2\mu + \sigma_i V \delta)$$

$$(6q^2\mu - \sigma_g W \delta) < 0 \quad (6.82)$$

この (6.82) はプラズマパラメータが与えられた場合の $x = \Omega i, y = bg$ の近傍での μ 即ち d の判別式となるものである。この式で $\mu = 0, M_i = \frac{1}{2}$ とおけば (6.73) と一致する。 $U < 0, V \geq 0, W < 0$ ならば $\mu \geq 0$ とはなり得ない。即ち減衰波となる。それ以外では $\mu > 0$ となり得るから、プラズマ中に増大波は存在し得ることになる。

δ が大きい場合にはこの様な取扱いは不可能で (6.80) (6.81) に於いて高次の項まで含めた取扱が必要になるが、複雑になるので本論文では割愛する。

6.4 結 論

以上放電管中の高周波振動現象に対して先づグローの集束の効果を吟味し、この集束が熱的且つ電磁的な現象であることを示し、又簡単な振動の方程式より振動周波数を求め、その結果が実験と極めてよく一致することを示した。更に一般的な高周波に対する不完全電離プラズマの分散式を導き持続振動の可能性を論じた。これらの理論に対する実験的裏付けが必要であることは云うまでもないが、不完全電離プラズマの振動現象の解明の一つの緒端を与えるものである。

7, 1 緒 言

プラズマ内の諸量 (n_e, n_i, T_e, T_i, V_s) を求めることはプラズマを把握する上に必要不可欠であつて、そのため種々の方法が考案されているが、大別してマイクロ波によるもの、分光学によるもの、及び探針法の3つに大別される。探針法は以上の測定法のうち局所的なエネルギー分布 (特に T_e) を測定し得る唯一の簡便な方法であるが、探針がプラズマに直接接触するためプラズマを乱す欠点を有する。

探針法はMott-Smith-Langmuir¹⁶⁾によつて開発された単探針法を基礎として、複探針法⁴⁸⁾ 3探針法⁴⁹⁾等の新しい方法が考案され更に最近単探針法の欠点を補なつたイオンシースからの外挿による探針法⁵⁰⁾が研究されて、プラズマ測定の有効な手段である探針法は著しく改良されて来た。しかしこれらの探針法は、基本的には探針と他電極或いは探針相互間の電圧電流特性を得、その結果の解析によつてプラズマ諸量を得るという操作による。従つて電圧電流特性の測定中は対象たるプラズマが変化しないことを前提としている。或いは1, 3に述べた定電流探針、定電圧探針及び複探針法では、プラズマの変化が完全に周期的であればその測定法を適用することは可能である。しかし以上の探針法は過渡的或いは非周期的に変化するプラズマに対しては何らかの技術的改良を加えなければその効力を発揮出来ないという欠点を有している。

この探針法の技術的改良の問題は電圧電流特性を測定する時間をプラズマの変化が無視し得るまで短縮することである。そのための一つの方法は充分速く変化する電圧に対する探針の電圧電流特性をブラウン管オシロスコープに画かせることである。十合氏は⁵¹⁾

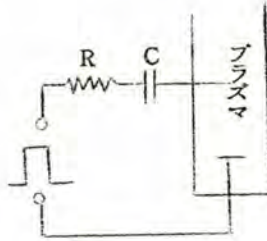
1~80 kcに相当するパルス電圧によつて水銀の交流アークの測定を行なつている。

しかし速く変化する電流を測定するには電流路に挿入した抵抗の両端の電圧に依らねばならぬから、電源電圧とその抵抗の降下との差が実際の探針印加電圧となりブラウン管面上の波形に補正を施さねばならない。また抵抗による電圧降下を無視し得るまで小さくすれば電流波形を得るために高利得の増巾器を必要とする。

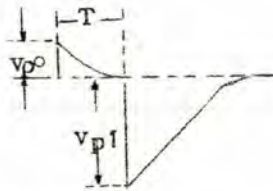
筆者は4, 5, 2で述べたパルス応答の実験中、パルスを印加した探針の電圧の波形がプラズマの状態に応じて変化することを見出し、これからパルス探針法を考察した。その後王河、藤田両氏によつて更に精密な方法が⁵²⁾考察されている。

7, 2 パルス探針法の原理

定常状態のプラズマにオ7, 1図の回路によつて短形波パルスを印加すれば探針電圧はオ7, 2図の如き応答を示す。この応答波形にプラズマ諸量が含まれておればこの波形を解析することによつてその諸量を求めることが出来る。



オ7, 1図 パルス探針回路



オ7, 2図 応答波形

探針の電流電圧特性を $i = f(V_p)$ とすれば

$$Ri + V_c + V_p = E$$

$$i = C \frac{dV_c}{dt} = f(V_p) \quad (7, 1)$$

これより V_c を消去すれば

$$RV_p \frac{df}{dV_p} + \frac{f}{C} + \dot{V}_p = 0, \quad \dot{V}_p = \frac{dV_p}{dt} \quad (7, 2)$$

応答波形から V_p を V_p の 数として求めると (7, 2) は f についての一階線型微分方程式であるから

$$f(V_p) = \exp\left(-\int \frac{dV_p}{RC \dot{V}_p}\right) \left[K - \frac{1}{R} \int \exp\left(\int \frac{dV_p}{RC \dot{V}_p}\right) dV_p \right] \quad (7, 3)$$

として探針の電圧電流特性を求めることが出来る。

理想的なプラズマの探針特性はプラズマ電位以下では

$$i = i_{eo} \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right) - i_i, \quad V = V_s - V_p \quad (7, 4)$$

と与えられる。今探針の浮動電圧 V_f と V_p の差を V_p とすれば、図 7, 3 に示すごとく

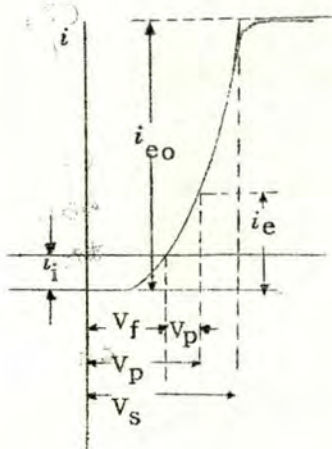


図 7, 3 単探針特性

$$i = i_i \left\{ \exp(\phi_p) - 1 \right\}, \quad \phi = e/kT \quad (7, 5)$$

但し $i_{eo} \exp\{\phi(V_f - V_s)\} = i_i$

(7, 5) を (7, 1) に代入して V_p に関して解けば

$$\left\{ \exp(\phi V_p) - 1 \right\} \left\{ 1 - \exp(-\phi V_p) \right\} \frac{1}{\phi R i_i} = A \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \quad (7, 6)$$

A は積分常数で次の初期条件から定まる

$$\text{初期条件} \quad R i_i \left\{ \exp(\phi V_{p0}) - 1 \right\} + V_{p0} = E \quad (7, 7)$$

印加矩形波パルスのパルス巾 T を充分大きくすればパルス電圧が下るときの応答は

(7, 1)で E の符号を変えたもの即ち(7, 6), (7, 7)で v_{p0} , E の符号を変えたものに等しくなる。従つて $t=T$ するときの電圧の跳躍は

$$E i_i \{1 - \exp(-\phi v_{p1})\} + v_{p1} = E \quad (7, 8)$$

(7, 7), (7, 8)の2つの初期条件から $R i$ を消去すれば

$$\begin{aligned} & \{ \exp(\phi v_{p0}) - 1 \} / (E - v_{p0}) \\ &= \{ 1 - \exp(-\phi v_{p1}) \} / (E - v_{p1}) \end{aligned} \quad (7, 9)$$

(7, 9)に於いて E は印加パルス電圧であり, v_{p0} , v_{p1} は応答波形から直ちに求められるからこれより ϕ 即ち電子温度 T_e が求められる。

また E が充分に大きく $\phi v_{p1} \gg 1$ の場合には(7, 8)より

$$R i_i \approx E - v_{p1}$$

これを(7, 7)に代入すれば

$$T_e = \frac{e}{k} \cdot \frac{1}{v_{p0}} \ln \left(\frac{E - v_{p0}}{E - v_{p1}} + 1 \right) \quad (7, 10)$$

として T_e が直ちに求められる。

次にイオン電流 i_i は(7, 9)から ϕ を求めこれを(7, 7)又は(7, 8)に代入して求めることが出来る。或いはまた E が充分大きく従つて $|\phi v_p| \gg 1$ であれば負方向の応答は略直線的に変化するから

$$i_i = C \frac{\Delta v_p}{\Delta t} \quad (7, 11)$$

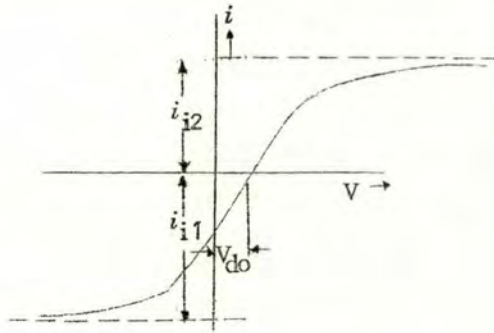
として求めることも出来る。

複探針にこの方法を適用することも可能である。複探針の電圧電流特性は才7, 4図に示すごとく

$$i = \frac{i_{i2} \sigma \exp(\phi v_p) - i_{i1}}{\sigma \exp(\phi v_p) + 1} \quad \sigma = \frac{i_{e1}}{i_{e2}} \exp(\phi v_c) \quad (7, 12)$$

$$\begin{aligned} i=0 \text{ のとき } v_p = v_{p0} \text{ とおけば, } i_{i2} \sigma \exp(\phi v_{p0}) - i_{i1} = 0 \\ \frac{i_{e1}}{i_{e2}} \exp(\phi v_c) \exp(\phi v_{p0}) = \frac{i_{i1}}{i_{i2}} \quad \therefore v_c = -v_{p0} \end{aligned}$$

$$\therefore i = i_{i1} \frac{\exp \phi v_p - 1}{\eta \exp \phi v_p + 1} \quad \zeta \zeta \eta = \frac{i_{i1}}{i_{i2}} \quad (7, 13)$$



才 7, 4 図 複探針特性

$$\frac{\exp(\phi v_p) - 1}{\eta \exp(\phi v_p) + 1} \{ \exp(\phi v_p) - 1 \}^{\frac{\eta}{R i_i \phi}} \{ 1 - \exp(-\phi v_p) \}^{\frac{1}{R i_i \phi}} = A \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \quad (7, 14)$$

ここに A は積分常数で初期条件により決定される。

初期条件は

$$R i_{i1} \{ \exp(\phi v_{p0}) - 1 \} / \{ \eta \exp(\phi v_{p0}) + 1 \} + v_{p0} = E \quad (7, 15)$$

$t = T$ なるときは

$$R i_{i1} \{ 1 - \exp(-\phi v_{p1}) \} / \{ 1 + \eta \exp(-\phi v_{p1}) \} + v_{p1} = E \quad (7, 16)$$

E が充分大きければ

$$R i_{i2} \cong E - v_{p0} \quad (7, 17)$$

$$R i_{i1} \cong E - v_{p1}$$

となりこれより η , R を求めれば応答波形との対応により ϕ 即ち電子温度を求めることが出来る。2本の探針の構造, 挿入位置等留意すれば $\eta=1$ にすることは容易である。このときは

$$\tanh \frac{\phi v_p}{2} \left(4 \sinh 2 \frac{\phi v_p}{2} \right) \frac{1}{R i_1 \phi} = A \exp \left(-\frac{t}{RC} \right) \quad (7.18)$$

となる。

7.3 パルス探針法の補正

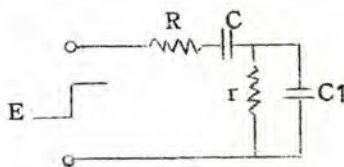
7.2節で述べたパルス探針法を実際に適用する場合3つの誤差の原因が存在する。そのうち2つは印加パルス波形と分布容量, 他の1つはパルスに対するプラズマの応答が準静的特性からずれるか否かの点である。前者については本節で考察し後者については次節で述べる。

印加パルス波形は矩形波であることを理想とするが, 実際に得られるものは幾分鈍った波形である。また回路の分布容量は等価的にプラズマに並列に入り, 波形の鈍りと同様の効果を測定値に与える。この2つの効果を(7.1)そのままに入れて計算することは探針特性が非線型であるから簡単には取扱うことが出来ない。實際上問題となるのは電圧が低く探針の等価低抗が大きい場合であるから, 線型近似の補正係数を求めておく。写真

7.1は印加電圧の大きさによつて波形の鈍り具合が異つてゐることを示している。

印加電圧が小さく従つて $\phi v_p < 1$ の場合はオ7.5図の如き等価回路となるから $t=0$ で $V_p = V_c = 0$ で

$$V_p = \frac{r C P E}{R C i_1 p^2 + (R C + r C + r C_1) r + 1} \quad (7.19)$$



オ7.5図 分布容量に対する線型近似

故に

$$V_p = \frac{E}{RC_1} \frac{e^{-a_1 t} - e^{-a_2 t}}{a_2 - a_1} \quad (7, 20)$$

ここに

$$a_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{RC} + \frac{1}{RC_1} + \frac{1}{rC_1} \right) - \sqrt{\left(\frac{1}{RC} + \frac{1}{RC_1} + \frac{1}{rC_1} \right)^2 - \frac{4}{RCrC_1}}$$

$$a_2 = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{RC} + \frac{1}{RC_1} + \frac{1}{rC_1} \right) + \sqrt{\left(\frac{1}{RC} + \frac{1}{RC_1} + \frac{1}{rC_1} \right)^2 - \frac{4}{RCrC_1}}$$

V_p の最大値は

$$V_{pmax} = \frac{E}{RC_1 a_2} \left(\frac{a_2}{a_1} \right)^{-\frac{a_1}{a_2 - a_1}} = \frac{Er}{R+r} \left(\frac{1}{rC_1} + \frac{1}{RC_1} \right) \frac{1}{a_2} \left(\frac{a_2}{a_1} \right)^{\frac{-1}{\frac{a_2}{a_1} - 1}} \quad (7, 21)$$

ここで

$$\frac{a_2}{a_1} = \xi, \quad \frac{RC}{rC_1} = \frac{\tau_0}{\tau_1} = \tau, \quad \frac{C}{rC_1} = \beta \quad \beta + \tau = \xi$$

とおけば

$$V_{pmax} = \frac{Er}{R+r} \frac{\xi}{\sqrt{\tau\xi}} \left(\xi \right)^{\frac{-1}{\xi-1}}$$

$\frac{Er}{R+r}$ は分布容量 C がない場合の尖頭値であるから

これを V_{p0} とおけば

$$V_{p0} = V_{pmax} \frac{\xi}{1 + \xi - \sqrt{\frac{\tau}{\xi}}} \left(\xi \right)^{\frac{1}{\xi-1}}$$

$$1 + \xi = \sqrt{\frac{\tau}{\xi}} (1 + \xi) \quad (7, 22)$$

となる。(7, 22) 式を τ について解けば

$$\sqrt{\tau} = \frac{1 + \xi}{2\sqrt{\xi}} \pm \sqrt{\frac{(1 + \xi)^2}{4\xi} - \beta - 1} \quad (7, 23)$$

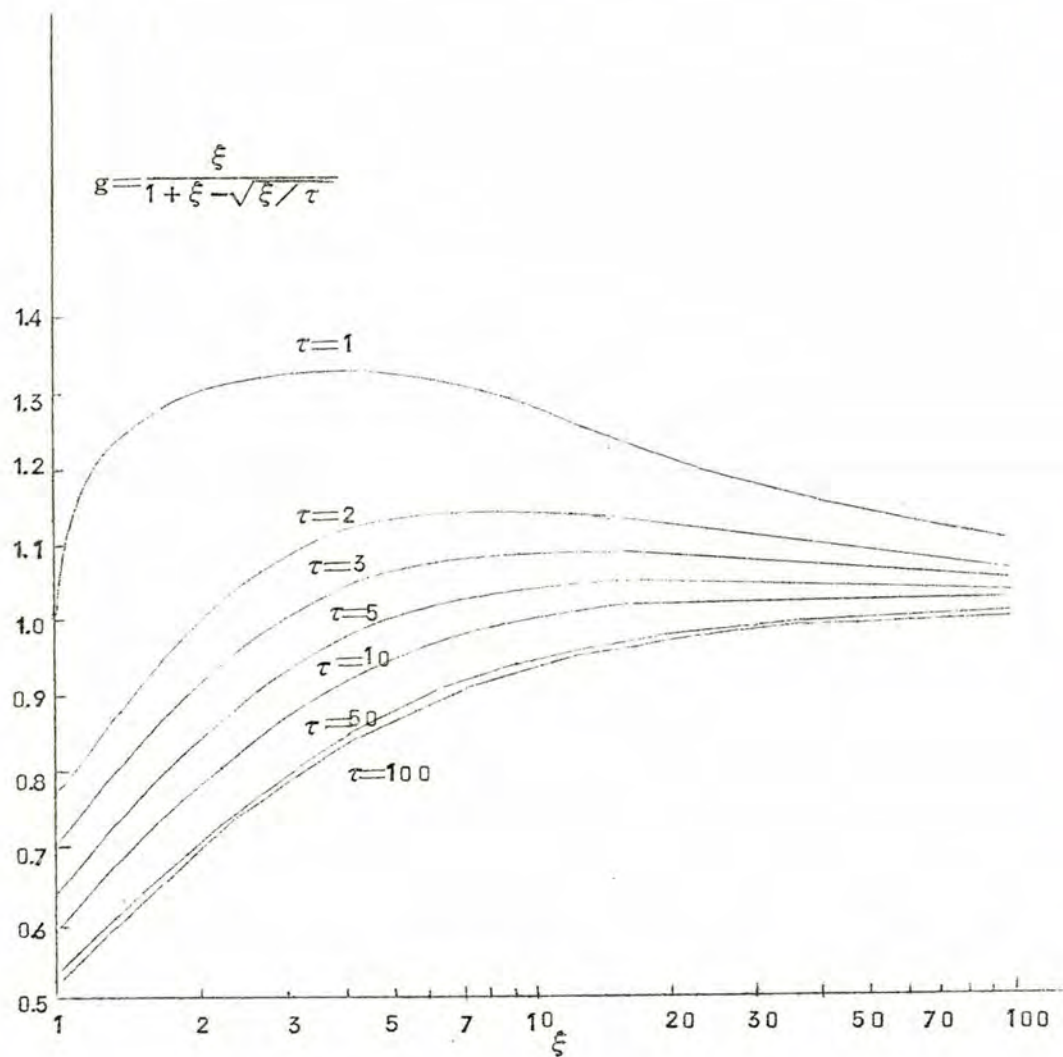
故に ξ 又は τ を知れば (7, 22) 式から補正された V_{p0} の値を知ることが出来る。 ξ の値は応答波形の最も急な勾配即ち $\dot{V}'_{\xi p=0}$ のときの \dot{V}'_p 即ち \dot{V}'_{max} を求めると

$$\dot{V}'_{pmax} = -\frac{E}{\tau_0} \beta \left(\xi \right)^{-\frac{\xi+1}{\xi-1}} \quad (7, 24)$$

であるから

$$-\frac{E\beta}{v'_{pmax} \tau_0} = (\xi) \frac{\xi+1}{\xi-1} \quad (7.24)$$

故に β 、即ち C/C' を実測すれば、 τ_0 、 E は既知であるから V'_{pmax} を波形の上から

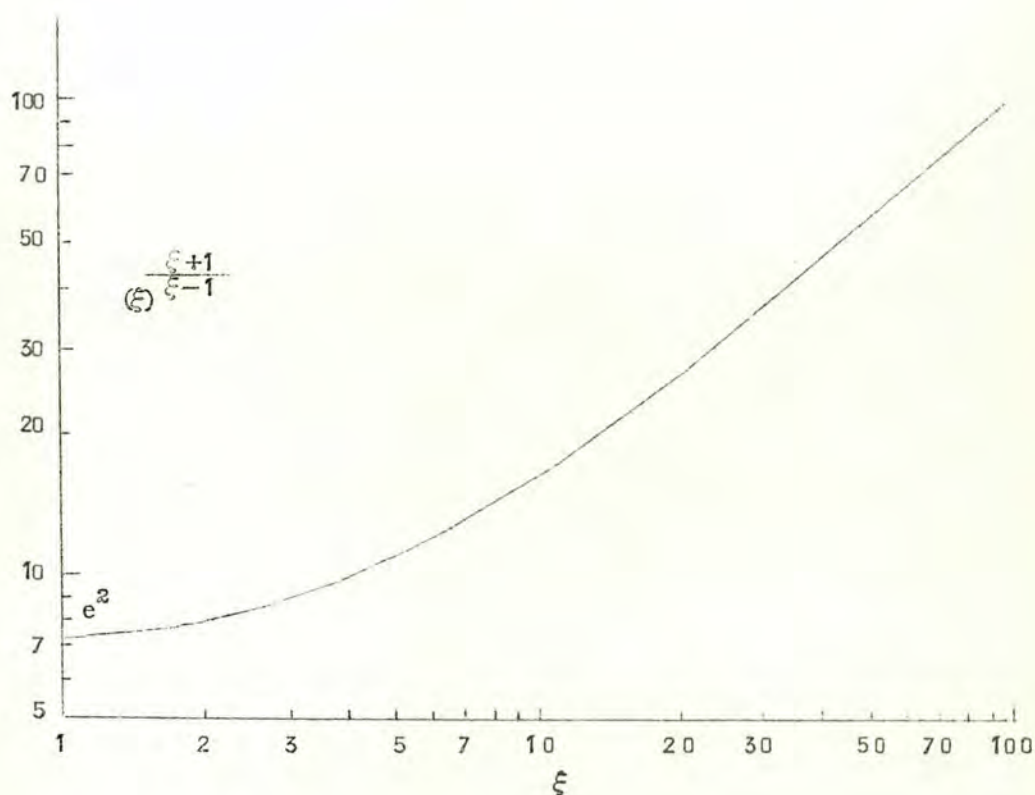


才 7, 6 図 補 正 係 数

求めると ξ がわかる。この ξ を(7, 23)式に代入して $\sqrt{\tau}$ を求めると両者から v_p を求めることが出来る。オ7, 6図及びオ7, 7図はこれらの補正用の図表である。

以上求めた補正は線型近似であるから、 v_p の大きい値では実際より大きい値を与える。印加パルス電圧 E が大きく、従つて v_p が大きくなる場合は非線型の効果が効いて来るため、この補正は使用出来ないが、この場合には実効抵抗 v_p/i が小さくなるから τ が大きくなり、従つて ξ も大きくなつて分布容量の影響は小さくなる。

印加パルス波形の立上りの傾斜も誤差の原因になる。しかしパルス発生、整形回路の著しい進歩によつて、現在では数十 $m\mu s$ の立上りは容易に得られそこから本質的には殆んど



オ 7, 7 図 補 正 係 数

測定結果に影響を与えないが、立上り時間が 1μ s 以上にもなると誤差の大きな原因になる。この場合の補正も非線型のままでは困難であるから線型近似を使えば

$$E = E \left\{ 1 - \exp \left(-\frac{t}{\alpha} \right) \right\}$$

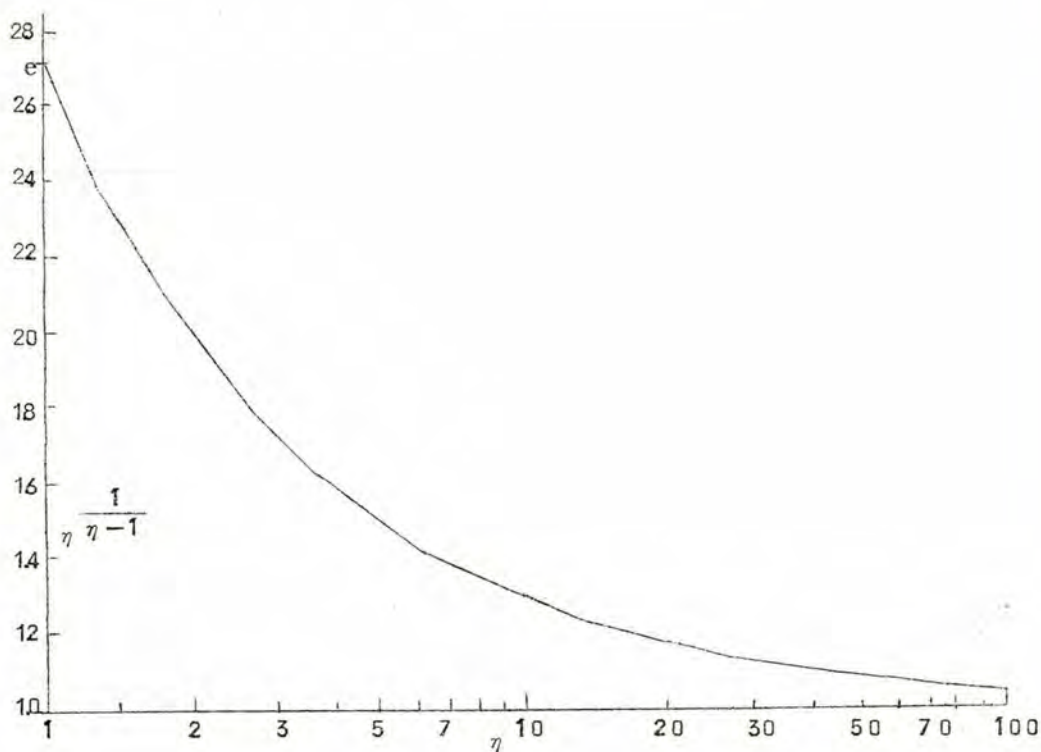
なる印加パルスに対する応答の尖頭値は分布容量を省略すれば $(R + V)C = \tau$ とおき

$$V_{pmax} = \frac{r E_0}{r + R} \left(\frac{\tau}{\alpha} \right)^{-\frac{\tau}{\alpha} - 1}$$

となるから $\eta = \frac{\tau}{\alpha}$ とおき

$$V_{po} = V_{pmax} (\eta)^{\frac{1}{\eta} - 1}$$

として V_{po} が求められる。この補正係数を才 7, 8 図に示す。

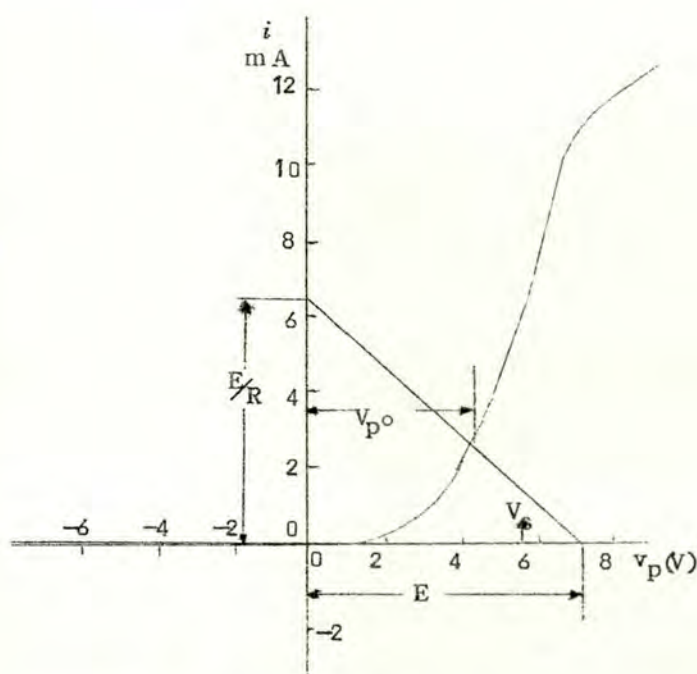


才 7, 8 図 補 正 係 数

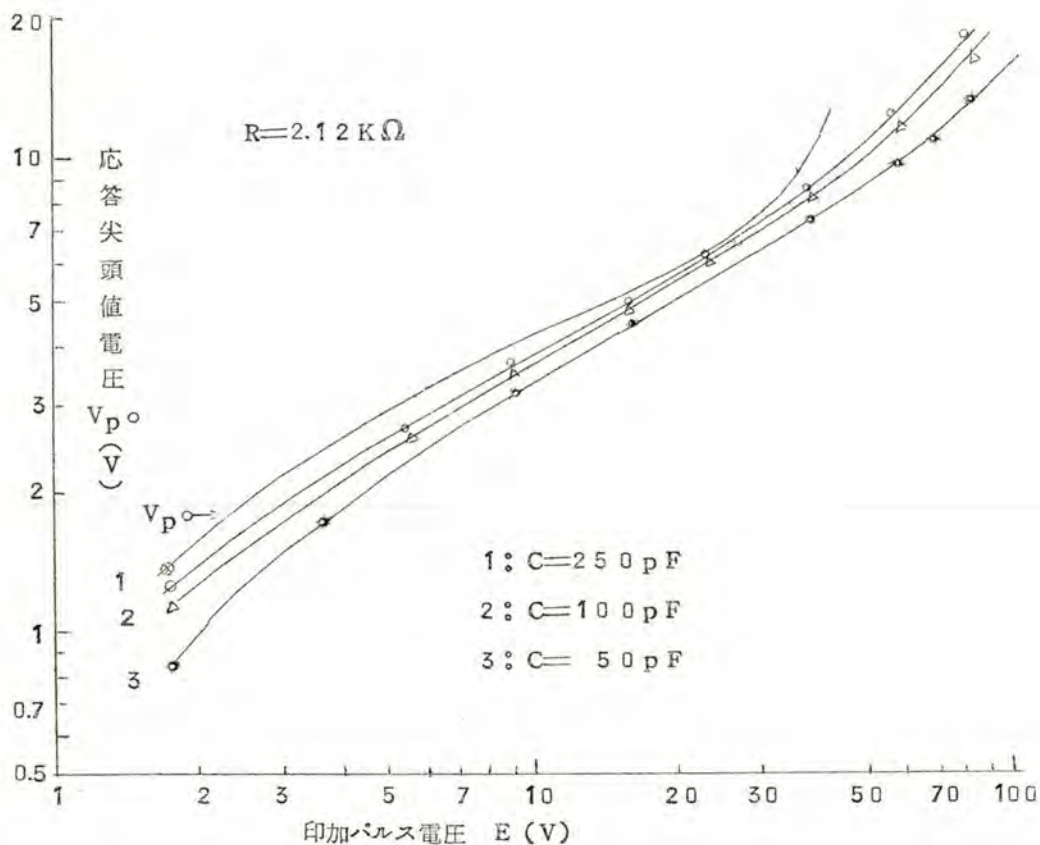
7.4 パルス探針法とプラズマ応答

7.1でパルス探針法の原理を述べたが，そこでは暗にパルスに対しプラズマは準静的な電圧電流特性に従って応動すると仮定していた。従つて実際にパルス探針法を適用する場合にパルスに対するプラズマの応動が準静的であるかどうか調べておく必要がある。そのためには準静的に求めた探針特性とパルス応答とを比較検討することが必要である。

才7.9図は準静的に求めた探針特性である。これからパルス発生器の出力抵抗も含めた全回路抵抗 R の負荷直線を描けば，この直線と探針特性との交点は当然期待される応答尖頭値 V_{p0} となる。この V_{p0} と実際に得られた結果を比較すると才7.10図のようになる。 R を変えて測定した結果は何れも同じ傾向をもち， V_{pmax} が $V_s - V_f$ 以下では V_{p0} の下側になる。また結合コンデンサ C の容量が小さい程 V_{pmax} は小さくなる。



才 7.9 図 探針の準静的特性



オ7, 10図 パルス探針の正の応答尖頭値

オ7, 11図は C に対する V_{pmax} の関係を示すもので V_{pmax} が低ければ C の減少による V_{pmax} の低下は印加パルス電圧 E に依らない。この V_{pmax} の低下は分布容量 C_1 と印加パルスの波形の立上りによるものであつて、7, 3の補正を施せば図中 \otimes 印となり V_p に極めて近くなる。 V_{pmax} が $V_i - V_f$ を越せば期待される V_{p0} とのずれは大きくなる。この傾向はオ7, 10図からも明らかな通り R が小さい程著しくなる。この V_{pmax} が $V_s + V_f$ を越えた範囲の応答は尖頭値以後の波形を見れば一層明瞭になる。

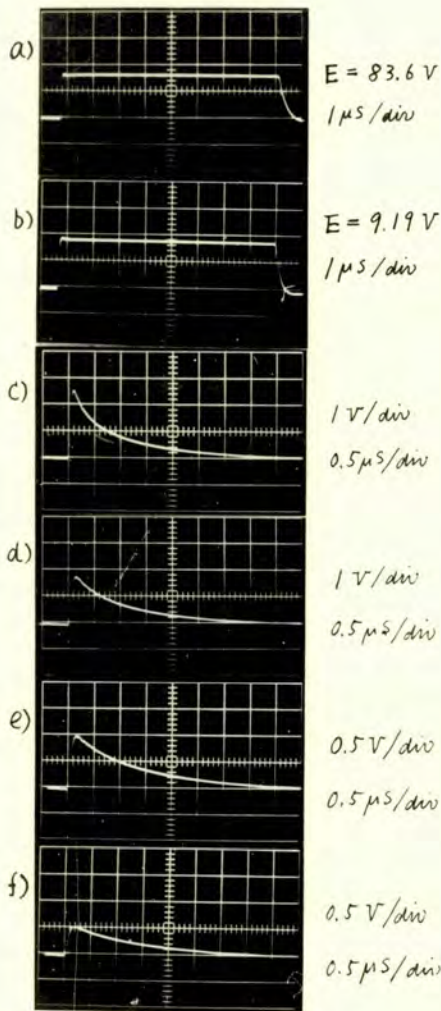


写真 7.1 ハルス波形及 u''

正の応答波形

a), b) 印加ハルス波形

c) ~ f) 応答波形 $C = 50 \text{ pF}$

$R = 1.12 \text{ k}\Omega$

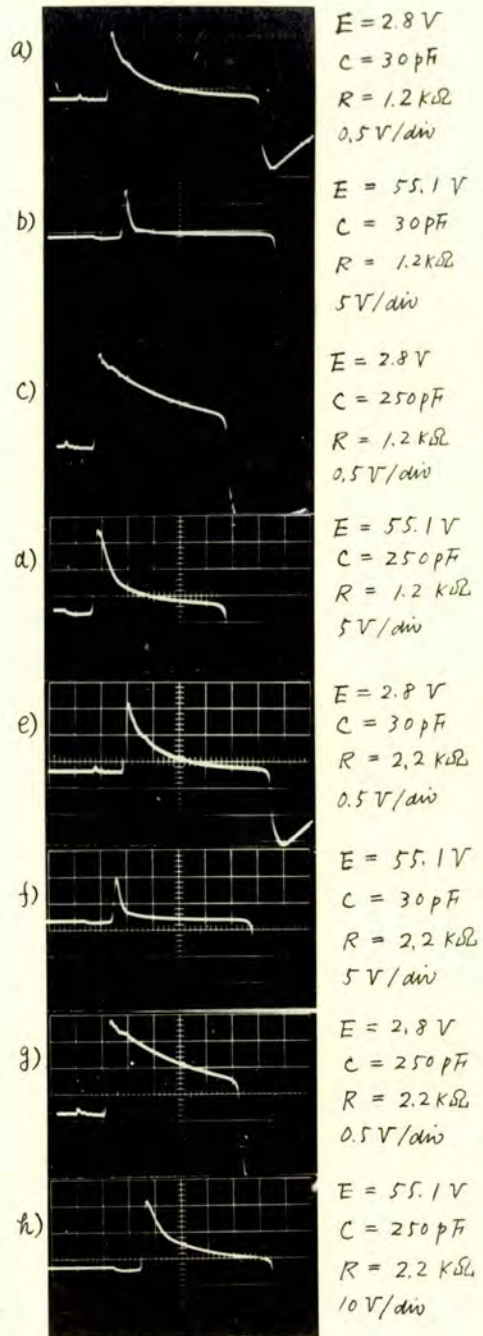
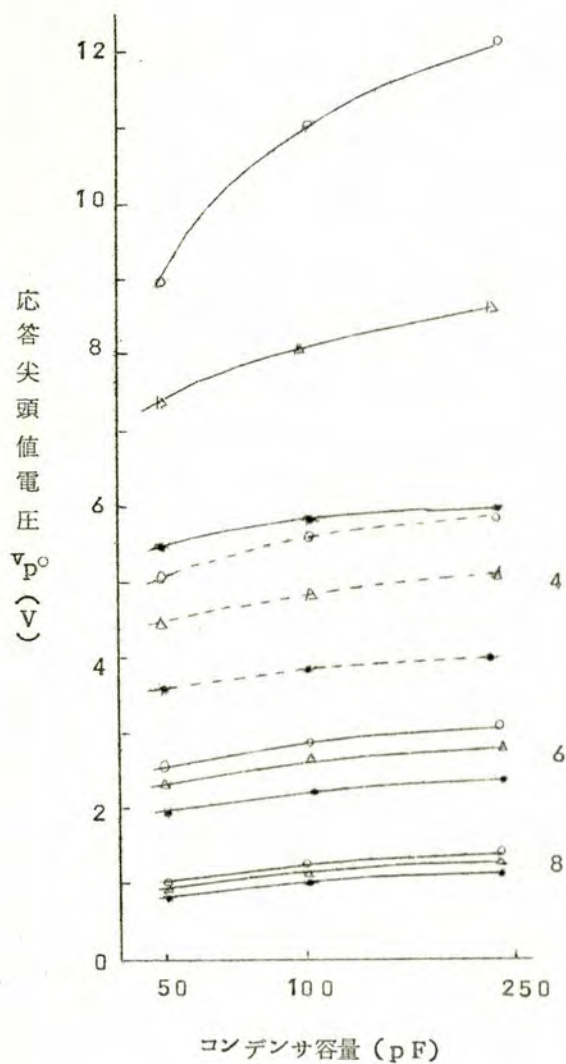


写真 7.2 回路常数 (R, C) による

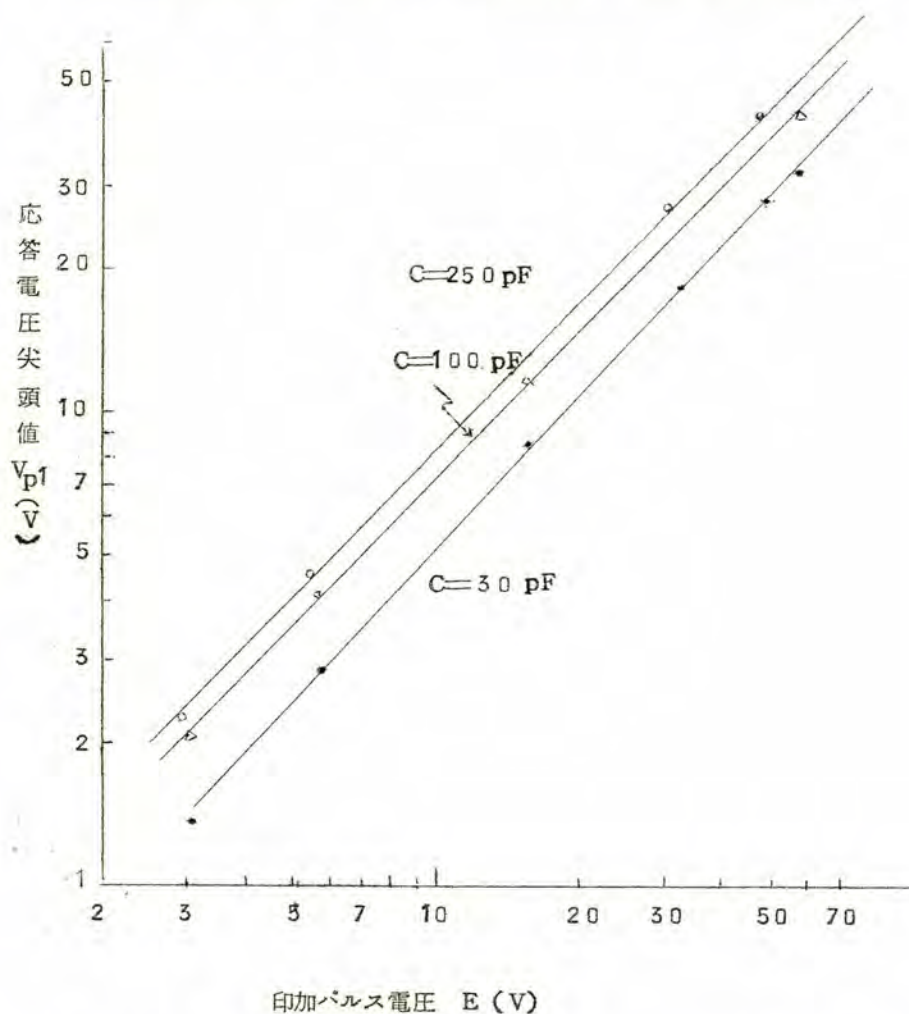
応答波形の変化



オ7, 11図 正の応答尖頭値 V_{pmax} に対する C の影響

写真7, 2は E の大きな値に対する種々の R 及び C の応答波形に及ぼす影響を示すもので E の小さい場合と著しく異なつた応答を示している。この V_{pmax} が $V_s - V_f$ を越えた場合は、この節の後で述べるようにパルス印加の影響が他の探針又は電極に現われる。従つて探針測定の基本原則たる探針のまわりのシースより外には探針の影響が及ばないということが破れることになる。

パルスの負の応答に対してはオ7, 12図に示すように印加電圧 E に対し V_{p1} は比例

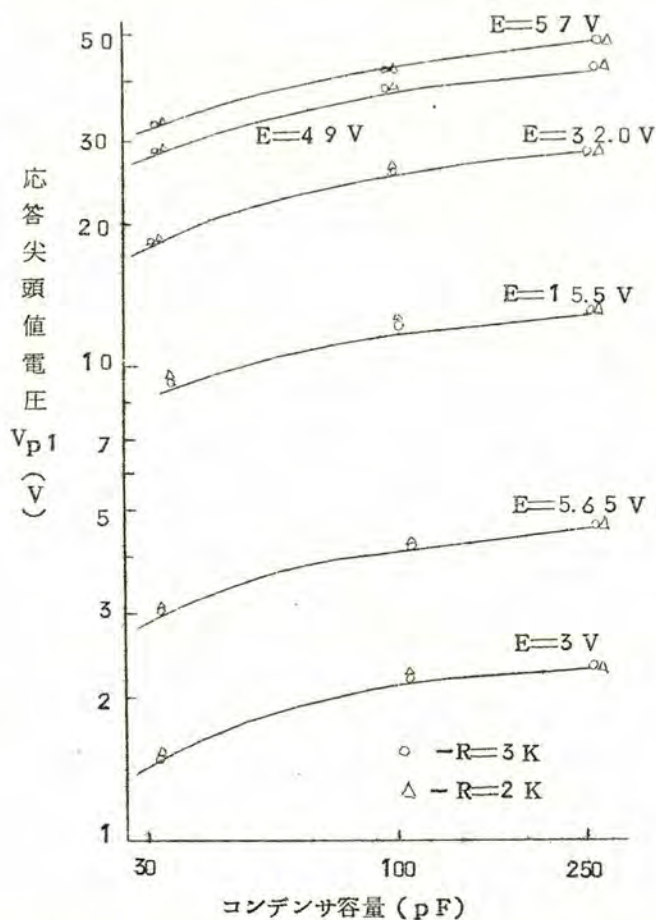


オ7, 12図 パルス探針の負の応答尖頭値と V_{p1max} と印加パルス電圧 E との関係

する。これは探針の負特性が略定電流特性を示すことから当然の結果である。しかし結合コンデンサ C の値によつて V_{p1} は変り、7, 13図のような結果を示す。

しかし、7, 11図の正の応答と異なり V_{p1} の値は E によつては変らずまた電流が少ないため R による V_{p1} の違いも小さい。

これらの結果からパルスに対する探針の応答は V_p が $V_s - V_f$ より小さければ準制的な特性から大きくは変わらないことが判明する。従つて測定上の問題は分布容量 C_1 と印加パルス電圧波形に存在し特に分布容量 C_1 を極力小さくすることが必要である。



7, 13図 負の応答尖頭値 V_{p1max} に対する C の影響

種々のプラズマに対し準静的に求めた電子温度とパルス探針法による結果を比較すれば
 表7, 1の如くなり, 補正を施せば充分近い値が得られる。またイオン電流については

表7, 1 表 パルス探針法と準静的測定法との比較(電子温度)

E_1	E_2	v_{pmax}	v_{plmax}	β	ξ	τ	v_{p0}	v_{p1}	T_e	T_e (準的)
25	27	1.76	2.3	12	81	3.14	1.97	258	13500	13200
4.8	52	28.4	45.4	12	82	30.6	3.18	5.08	13700	13700
13.2	14.0	4.8	13.0	12	100	23.1	5.33	13.9	14100	14200
1.795		0.96		25	63	0.22	1.375		静 的	1.40
1.795		1.143		5.0	89	0.448	1.387		V_{p0}	1.40

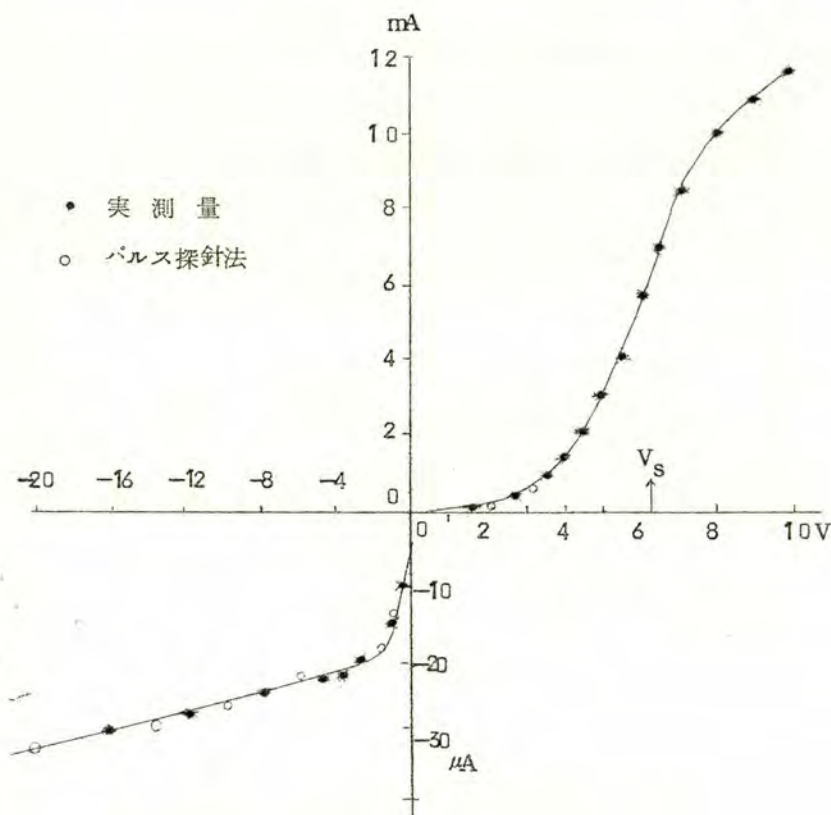


表7, 1 4 図 探針の負特性とパルス探針法の比較

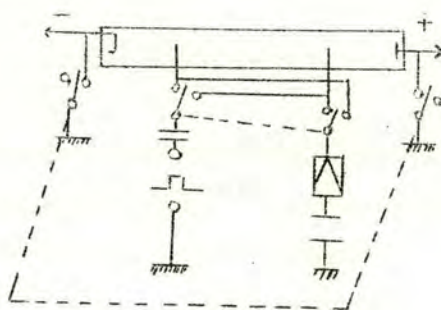
オ7, 14図及びオ7, 2表に示すように極めてよい結果が得られる。それ故このパルス探針の負特性のみを用いても土手氏の方法によつてプラズマ諸量を求めることが可能になる。

オ7, 2表 パルス探針法と準静的測定法の比較(イオン電流)

-V	$\Delta V/\Delta t$	C (pF)	I μ A	I μ A (準的)
1	5.89×10^4	241.2	14.2	15
2	7.85×10^4	◇	18.9	19.5
5	9.27×10^4	◇	22.3	22.4
10	1.05×10^5	◇	25.4	25.0
15	1.15×10^5	◇	28.3	28.5
20	1.29×10^5	◇	31.1	31.5

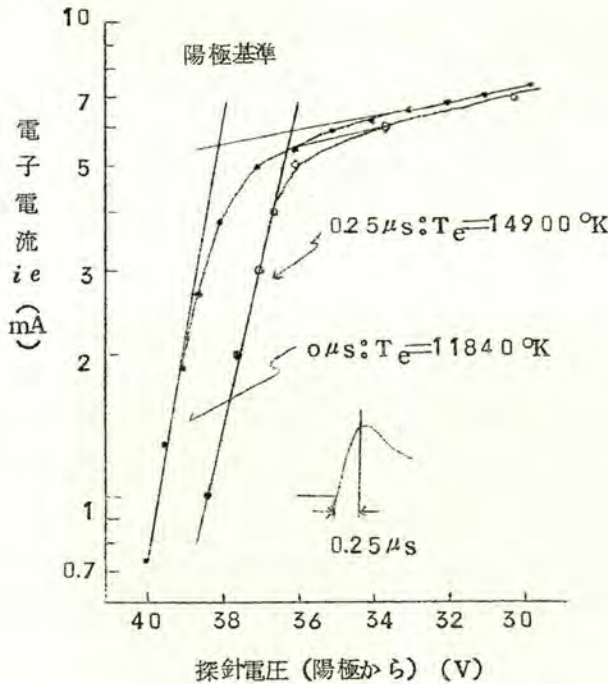
探針電圧 V_p が $V_s - V_f$ を越すならば即ち $V_p > V_s$ のときにはパルスの応答は準静的特性から大きくずれる。更にこの場合は他の探針及び電極にパルスの影響が現れる。

4. 5. 3のパルス応答はこの影響を利用したものである。オ7, 15図の回路によつて



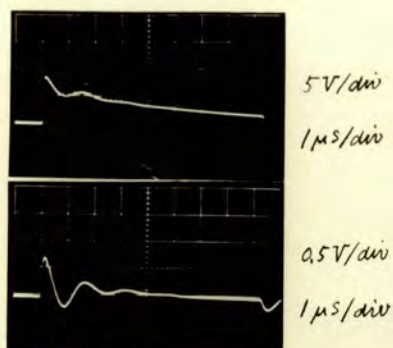
オ7, 15図 パルス伝達特性測定回路

一方の探針にパルスを印加し、他の探針の応答を観測すれば写真7, 3に示すように E の増加と共に検出される応答電圧は大きくなり、またパルス電圧の印加の仕方によつて応答波形は異なる。この応答波形について定電流探針法(オ7, 3図)で測定した結果はオ7, 16図及びオ7, 17図に示すように、密度は別としても電子温度の変動が対応する

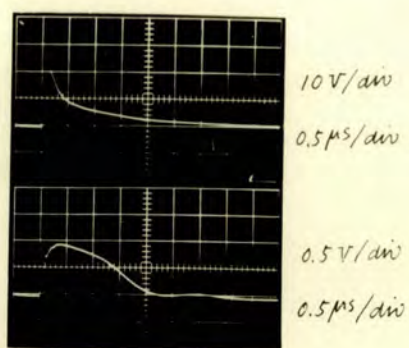


オ7, 16図 検出パルスの探針特性—陽極基準

ことが明らかとなつた。この検出される応答波形は $V_p > V_s$ のときのみ現れるものであつて、 $V_p < V_s$ では印加パルスの影響は探針のまわりのシースのみに限られる。 $V_p > V_s$ に於けるパルス応答の準静的特性からのずれ並びに他電圧への影響は探針の早い電圧変動に対する電子シースの応答が準静的変動のときと異なることを意味している。そのオ7は電子の異常補集であつて、オ7, 10図に示したように期待される V_{p0} の値は高い E のときは急上昇するのに対し、実際の応答 V_{pmax} は E の増加につれて上昇はするが V_{p0} より低い値をとる。即ちこれを通常の探針特性に引き直せば電子電流の飽和が起らないことを意味するから、準静的変化より以上にプラズマから電子電流をとることになる。

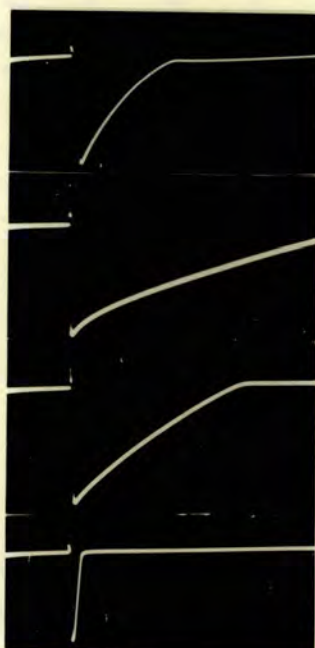


a) 陰極接地
 $C = 250 \text{ pF}$, $R = 8.1 \text{ k}\Omega$

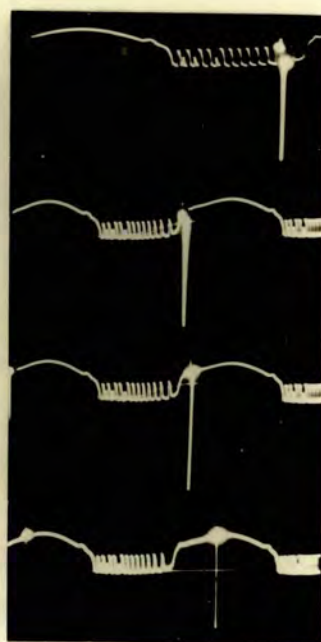


b) 陽極接地
 $C = 250 \text{ pF}$, $R = 1.1 \text{ k}\Omega$

写真 7.3 EP加探針の応答と伝達パルス波形
 上: EP加探針の応答, 下: 伝達パルス波形



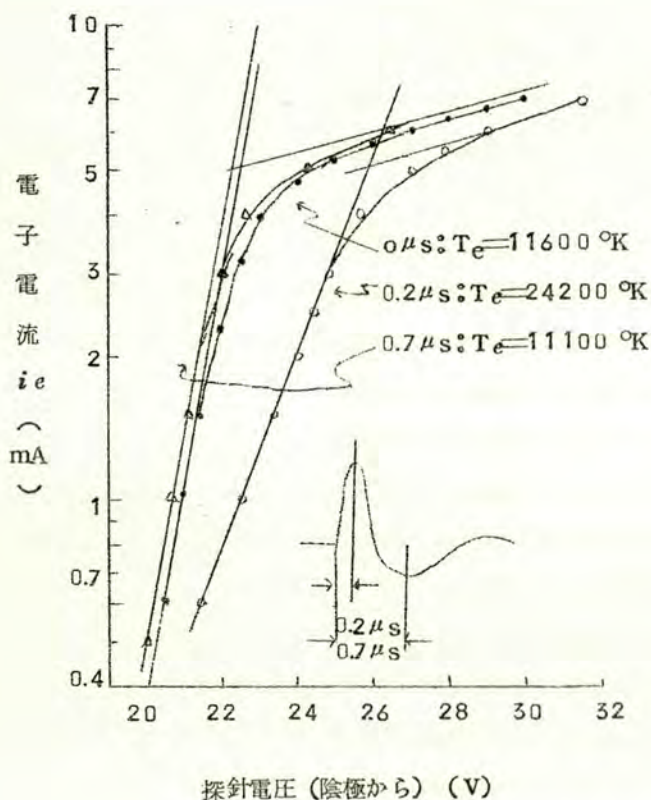
a) 応答波形



b) パルスEP加の位相

写真 7.4 交流放電のパルス応答波形—EP加の位相
 による負の応答波形の変化

あり、特に印加パルスに対する他電極の応答はノブス測定法としての利用が容易



オ 7, 17 図 検出パルスの探針特性—陰極基準

オ 2 の点は写真 7, 2 に示した応答波形の差異である。 V_p が $V_s - V_f$ より大きい場合は波形は最初の直線的降下部分と対数的な降下部分より成るが、その境界は $V_s - V_f$ に近い値をとることが期待される。しかし実際には ϕ, R が小さい程 $V_s - V_f$ より小さい値となる。このことは V_p の比較的小さい値まで電子シースが形成されていることを意味している。即ちパルスに対し実効的な V_s が低下していることを現わしている。かかる現象は王河、藤田氏によつて三角波パルスの電圧電流特性の測定からも観測されている。このような探針のパル的な変動に対する諸現象はプラズマ物性上極めて興味ある問題であり、特に印加パルスに対する他電極の応答はプラズマ測定法としての新しい芽を包含

していると考えられる。電子の異常捕集に対して藤田氏は簡単な解析を示したが、この種の問題は今後の研究にその解決を待たねばならない。

以上述べたようにパルスに対する探針の応答は $V_p < V_s$ では準静的特性と一致し $V_p > V_s$ では準静的特性からずれる。従つてパルス探針法は $V_p < V_s$ 即ち $V_p < V_s - V_f$ の範囲では本質的な誤差は生じない故回路常数 R, C の選定, 分布容量 C_1 の減少及び印加パルス波形の改良を適当に行なえばプラズマに対する測定法として充分実用は耐えることが明らかとなつた。

回路常数の選定は対象とするプラズマの特性によつて異なるが結合コンデンサ C は分布容量 C_1 に比べ充分大きく, 対象とするプラズマの変化の時間に対し $C \nabla V_p / i_i$ が充分小さくなるよう C を小さくしなければならない。従つてプラズマ密度が高い程 C を大きく選ぶことが出来る。 R は R, C として時定数で影響するから V_{p0}, V_{p1} の測定に影響を与える。従つてパルス発生器の出力抵抗の非直線性に比べて充分大きいようまた, パルス発生器の出力電圧及びプラズマ密度との兼合いで大きすぎないように決定する必要がある。

パルス探針法の最大の利点は詳細は別としてプラズマの不規則な変化がそのまま印加パルスの歪みとして観測し得ることで, 特に負の応答の傾斜は (7, 11) 式によつて直接イオン電流に比例するから密度変動の様子を把握することが出来, また V_{p0} と V_{p1} から電子温度を概算することが出来る。従つて精密測定の前に行なう予備測定として対象たるプラズマの概略を把握するには極めて簡便な方法である。更に本法では電流を直接測定する必要がない。そのため観測装置は比較的簡単になる。一方欠点としては $V_p < V_s$ なるよう印加パルス電圧印抵抗 R を選定しなければならずまた精密測定には広帯域シンクロスコープ及び出来る丈完全な矩形波パルス発生器等精密測定器を必要とすることが挙げられる。しかしプラズマの非周期的現象に対しては王河, 藤田両氏の方法と共にその特徴は他の方法では測定し得ない点である。

7.5 結 論

本章に於いては放電管のパルス応答の研究の結果考案したパルス探針法について述べた。この方法は回路常数の適正な選定を行えば極めて簡便なプラズマ測定法であつて特に非周期的なプラズマの変化に対しその効果は従来 of 測定法では成し得ないものである。また探針電流の測定が不要であることは大きな利点である。印加パルス電圧を大きくして $V_p > V_s$ とした場合のプラズマの現象についても触れた。このパルスの他電極への影響はプラズマ物性上興味深い問題でありこの点については更に研究を続ける予定である。

以上螢光放電管の雑音特性を緒端として放電管の高周波振動、特に陰極振動についてそれらの諸特性を始め振動の発生条件、振動の発生機構を明らかにし、更に規則振動を安定定常に発振する放電管を考案し、また本研究の過程に考案したパルス探針法について述べて来たが、本研究に於いて得られた成果並びに今後の解決する可き問題を要約すれば次の如くである。

先づ本研究に於いて得られた成果を各章別に挙げると、才2章においては我国の重要メーカーの螢光放電管の雑音強度、並びに並列コンデンサによる防止効果を測定してそれらの期待値を明確にすると共に、従来雑音特性が複雑視されていたのを陰極振動との対応によつて分類し、2つの異なつた振動による雑音を分離測定してそれぞれの雑音特性を明確にした。

才3章においては螢光放電管雑音の基本をなす不規則振動の発生の原因を実験的に追求して、この振動は交流放電独特のものではなく直流放電でも発生し得ることを示し、更にこの振動の発生するための条件を見出した。即ち不規則振動は陰極の温度飽和電流が放電電流に略等しいか或いはこれより多い場合に発生する。従つて交流放電ではかかる条件は半周期に必ず2度満足されるから再点弧振動及び消弧振動となつて現われる。

次いで不規則振動の振動の機構について考察し理論的な説明を与え、それから得られる周波数が略実測と一致することを示した。これによつて不規則振動は一応解決されたことになる。

才4章においては、規則振動を対象としてこの振動の諸特性を得るとともに放電管の高周波特性を調査し、これらが互いに関連して、ついに陰極近傍の放電状態に依存することを示し、規則振動の発生条件を明確にした。その主な成果は放電空間の高周波特性の調査にパルス応答を導入し、パルス応答及びインピーダンス特性から陰極の状態を推定する方法を開発したこと、並びに規則振動の発生には陰極の加速電界のみならずグローの集束が必要であることを見出し高周波発振管の手がかりを得たことである。

才5章においては才4章の結果を応用してガス入り高周波発振管を試作し、その諸特性を調べてその応用法を示唆し、更にこの発振管の発振条件を明らかにした。このガス入り高周波発振管は附属高周波回路を必要とせず、且つ充分小型に作り得る可能性をもち、簡易な高周波源として使用し得るのみならず、放電電流の大きさに発振周波数が速応するか

ら電流の自動制御の検出器として使用し得る。以上の如くガス入り高周波発振管は放電管の高周波振動の研究の結果生まれたもので本研究の工学的成果の中心である。

オ6章はオ4章及びオ5章の結果について考察して規則振動の発生の機構を理論的に解明し、更に不完全電離プラズマ中の高周波振動に対する分散関係を明らかにした。即ち規則振動の発生にはグローの集束が必要なことから集束グローについて理論的裏付けを与えこの振動が自己の電流による磁場との結合で発振することを示し、その結果振動の特性をうまく説明することが出来た。更に振動の境界条件として入るプラズマの高周波振動に対し、中性ガス分子と荷電粒子との衝突を考慮した理論を提唱し、衝突が存在しても成分粒子に流れがあれば振動は伝播し得ることを示した。

オ7章はオ4章で使用したパルス応答の方法を探針に適用したパルス探針法の開発について述べた。このパルス探針法は応答電圧がプラズマ電圧以下であれば充分従来の探針法と同様に用うることが出来るのみならず、従来測定し得なかつた過渡プラズマに適用し得る最初の方法である。本方法の適用の成否は回路の時定数の測定にかかつていて、また広帯域オシロスコープを必要とするが、もともと本法は簡易測定を主眼としプラズマの変化が直接応答波形の変化として視覚に把握し得ることを最大の利点とする。また電流増巾器を必要としないことも利点の一つにあげられる。

次に本研究において完成し得なかつた今後の問題は次の如くである。即ち不規則振動に於いては理論の更に完全な実験的裏付けを必要とすること。規則振動に於いては振動の発生とスペクトルの関連及び理論の実験的再現。またガス入り高周波発振管の工業的完成、並びにプラズマ測定に対するパルス応答法の改良並びに開発。これらの問題は実験手段、測定機器の改良考案を必要としこのうちのいくつかは相当の技術的障害が横たわっているように感ぜられる。

以上述べて来たように、本論文により螢光放電灯を主とした高周波陰極振動の現象論的諸性質はほぼ明らかにすることが出来、またガス入り高周波発振管並びにパルス探針法等の新しい応用面の緒口が見出されたと考える。最近のプラズマに対する研究の進展は著しいものがあり熱核融合反応のみならず他の諸分野に於いても放電管並びにプラズマの応用が一層開拓されることと信ずるが、本論文がそれらの分野における礎石ともなれば筆者の望外の喜びである。

本研究は京都大学名誉教授松田長三郎博士並びに京都大学教授大谷泰之博士の御指導のもとに行なつたものであつて、終始御懇切な御指示と御鞭撻を給つた両教授に対しこゝに深甚の謝意を表する次第である。

また、本研究の遂行にあたり電気学会関西支部妨害電波研究委員会、照明学会関西支部照明研究委員会放電灯部会各位の御援助を受け、また雑音測定器に関してNHK大阪中央放送局受信機課並びにNHK放送技術研究所各位、放電管の試作並びに試作材料に関して新日本電気株式会社オニ製造部各位より多大の御厚誼をいただいた。これら各位に厚く感謝の意を表する。

なお実験の遂行にあたり京都大学教授阪口忠雄博士には多大の御指示を仰いだ。また放電研究グループ各位特に名古屋大学助教授玉河元、電気通信研究所高山一男、東京大学理学部藤田順治の諸氏には有益なる御討論を給つた。更に森山寛厚、野口透及び松原寛衛氏並びに柴谷善郎、南宗宏、小山徹、古谷洋一郎の諸氏を始め特別研究として数川邦敏、公江春樹、小山和雄、西村寅雄、山田庄一の諸氏には討論に又実験に多大の御援助御助力戴いた。こゝに記して深謝の意を表する次第である。

参 考 文 献

- 1) H.Yoshimoto: J.Phys. Soc. Japan, 8, 59, 69, (1953)
 好 本: 放電管の振動と雑音シンポジウム資料 昭和33年12月.
 昭和34年12月
 M.J.Dryvesteyn & F.M. Penning: Rev.Mod.Phys., 12, 87,
 (1940)
 H.S.Robertson: Phys.Rev, 105, 368, (1957)
 N.L.Oleson & A.W.Cooper: Phys.Rev., 105, 1411, (1957)
 A.M.Pilon: Phys. Rev., 107, 25, (1957)
 A.S.Stewart: J. Appl. Phys , 27, 911, (1956)
 S.Watanabe & N.L.Oleson: Phys. Rev., 99, 1101, (1955)
 V.D.Farris: Proc. Phys. Soc., (B) 68, 383, (1955)
 T.Donahue & G.H.Dieke: Phys. Rev., 81, 248, (1954)
- 2) 望 月: 電学誌 29, 1589, 昭和34年
 K.Ogawa: J.Phys. Soc. Japan, 14, 1746, (1989)
 W.Pupp: Phys. Z. 34, 756. (1933)
 山 根: 日立評論 別冊17号, 33. 昭和31年11月
 高山大原: 日本物理学会 才11回年会予稿集, 22, 昭和31年7月
- 3) D.Gabor: Brit.J. Appl. Phys., 2, 209, (1951)
 D.Bohm & E.P.Gross, Phys.Rev., 75, 1851. (1949)
 Phys.Rev. 75, 1864. (1949)
 E.P.Gross: Phys. Rev., 82, 232, (1951)
 L.Landau: J.E.T.P, 7, 574, (1946)
 F.Berz: Proc. Phys. Soc., B69, 939, (1956)
 M.Sumii: J.Phys.Soc.Japan. 9, 88, (1959)
 ibid 11, 1476, (1958)

- 4) L. Tonks & I. Langmuir: Phys. Rev., 33, 195 (1929)
 L. Jr. Spitzer: Physics of Fully Ionized Gas
 木原. 水野: プラズマの物理学, PP22. 岩波現代物理学講座
- 5) H. J. Merill & H. W. Webb: Phys. Rev., 55, 1911, (1939)
 S. Kojima, K. Kats & S. Hagiwara: J. Phys. Soc. Japan.
12, 1276, (1957). 14, 821. (1959)
 D. H. Looney & S. C. Brown: Phys. Rev. 93, 965. (1959)
- 6) Hernqvist: J. Appl. Phys., 26, 1029 (1955)
- 7) P. Parzen & L. Goldstein: Phys. Rev. 82, 724. (1955)
- 8) S. Ballantine: Physics, 4, 294, (1933)
- 9) W. W. Mumford: Bell. Syst. Tech. J. 28, 608. (1949)
- 10) S. Kojima, K. Takayama & A. Shimauchi: J. Phys. Soc. Japan.
9, 802, (1954)
 赤尾, 小林: 電学誌, 79, 421, 昭和34年
- 11) E. B. Armstrong, K. G. Emeleus & F. R. Neill: Proc. Roy. Irish
 Acad., A54, 291, (1951)
 H. Martin & H. A. Woods: Proc. Phys. Soc., B55, 281, (1952)
 T. S. Pak: Proc. Phys. Soc., B.68, 292, (1955)
 O. M. White: Proc. Phys. Soc A 642
 E. B. Armstrong, K. G. Emeleus: Proc. Phys. Soc.,
 K. G. Emeleus: Proc. Phys. Soc. B.64, 166, 1951
 S. K. Mitra & P. Syam: Phys. Mag. 14, 616, 1932
 T. Takakura, K. Baba, K. Nunogaki & H. Mitani: J. Appl. Phys.,
26, 185, (1955)
 M. I. Spohnik & H. P. Puckett: J. Appl. Phys., 26, 74, (1955)
 J. D. Cobine & C. J. Gallagher: J. Appl. Phys., 18, 110, (1949)
- 12) 西 辻: 応用電気研究所彙報, 11, 12, (1959)

- 13) Coor *et al*: Proc 2nd UN Conf. the Peaceful Uses of Atomic Energy 32, 201, (1958)
Bernstein *et al*: *ibid*, 210, (1958)
- 14) L. Spitzer: Physics of Fully Ionized Gas.
Alfven: Cosmical Electrodynamics, Oxford University Press.
- 15) 電波技術審議昭和29年度答申
- 16) H.M.Mott-Smith, I.Langmuir: G.E.Rev 27, 449, 538, 616
762, 810, (1924)
- 17) B.T.Barnes & S.Eros: J. Appl Phys. 21, 1275, (1950)
- 18) 中村: 日立評論 36, 1151, 昭和29年, 37, 1059, 昭和30年
- 19) S.C.Brown: Basic Data of Plasma Physics, John Wiley & Sons Inc. 1st Ed (1959)
- 20) 林重憲: 演算子法と過渡現象, 185, 225, 国民科学社 昭和24年
- 21) 福田節雄: 電気回路, 338, 応用数学第9巻 河出書房 昭和22年
J.D.Cobine: Gaseous Conductor, 335 1st Ed, McGraw Hill Pub. Co N.Y. (1941)
- 22) J.W.Culp: Ill.Eng., 46, 38, (1952)
- 23) H.L. Steele: Ill. Eng., 49, 349, (1954)
- 24) 大谷, 板谷: 電気公論
: オーム, P 38, 昭和33年2月
: 蛍光灯妨害波, 加藤信義編妨害電波とその防止法, 138, 電気書院
昭和32年
- 25) 大谷, 板谷, 小山: 電気関係学会関西支部連大, 142, 昭和33年10月
- 26) 三浦: 照学誌, 38, 395, 昭和29年
- 27) 松田, 大谷, 板谷: 照学誌, 40, 520, 昭和31年
C. Matsuda, Y. Otani & R. Itatani Memoirs of the Faculty of Engineering Kyoto University., 19, 25, (1957)
- 28) 大谷, 板谷, 小山: 電気四学会連大, 67, 昭和34年4月
- 29) K.G.Emeleus & N.R.Daly:
- 30) H.N.Koganowski & N.H.williams: Phys.Rev. 36, 1314, (1930)

- 31) L. Malter, E.O. Johnson & W.M. Webster: RCA Rev. 12, 415, (1951)
E.O. Johnson : *ibid* 16, 498, (1956)
- 32) J.D. Cobine: Gaseous Conductor, 79, 1st Ed. Mc Graw Hill Pub. Co N.Y. (1941)
- 33) 大谷, 板谷: 電気関係学会関西支部連大 昭和30年10月
大谷, 板谷, 柴谷 電気四学会連大 76 昭和31年4月
- 34) 坊, 土井, 竹山: 電気関係学会連大 .77, 昭和31年4月
電気関係学会関西支部連大, 10, 昭和31年10月
: 三菱電気
- 35) 大谷, 板谷, 南, 小山: 電気四学会連大 , 80, 昭和33年5月
- 36) 竹山, 坊, 土井: 電気関係学会関西支部連大, 122, 昭和32年10月
- 37) 大谷, 板谷, 古谷: : オ2回放電管の振動と雑音シンポジウム資料
昭和34年12月
大谷, 板谷, 古谷: 電気四学会連大 昭和35年7月
- 38) 坊, 中西, 竹山: 電気関係学会関西支部連大, 143, 昭和33年10月
- 39) M.J. Dryvesteyn & F.M. Penning: Rev. Mod. Phys, 12, 87
(1940)
- 40) Spitzer , Physics of Fully Ionized Gases , 41 .
Interscience Pub. Inc. N.Y. (1956)
- 41) Kruskal & Schwarzschild Proc. Roy. Soc. A 223 348, 1954
- 42) W. Marshall: The Kinetic Theory of an Ionized Gas
S. Chapman & T.G. Cowling: The Mathematical Theory of
non uniform Gases Cambridge University Press, Cambridge
(1939)
- 43) L. Spitzer Jr : Physics of Fully Ionized Gases. 21 ,
Interscience Pub. Inc. N.Y. (1956)
- 44) J.G. Linhart; Plasma Physics , 80, North-Holland Pub Co
Amsterdam, (1960)

- 45) J.D.Cobine: Gaseous Conductor, 1st Ed. McGraw Hill Pub. Co., NY (1941)
- 46) 板谷, 古谷, 大谷: 日本物理学会才14回年会予稿集才5分冊, 33, 昭和34年10月
- 47) S. Chapman & T.G. Cowling: The Mathematical Theory of Non-uniform Gases, Cambridge University Press, Cambridge (1939)
- 48) S. Kojima & K. Takayama: J. Phys. Soc. Japan, 4, 349, (1949)
E.O. Johnson & L. Malter: Phys. Rev., 80, 58, (1950)
- 49) K. Yamamoto & T. Okuda: J. Phys. Soc. Japan, 11, 57, (1956)
- 50) 土井: 電気通信研究所成果報告才1351号
- 51) 十合: 電学誌, 53, 109, (昭和8年)
- 52) H. Tamagawa & J. Fujita: J. Phys. Soc. Japan, 14, 678, (1959)
- 53) 大谷, 板谷, 南: 電気関係学会関西支部連大, 11, 昭和31年10月
阪口, 板谷: 核融合研究, 1, 431, 昭和33年10月
- 54) 大谷, 板谷, 古谷: 電気関係学会関西支部連大, 145, 昭和34年10月
- 55) 板谷, 古谷, 大谷: 日本物理学会才15回 会予稿集,
- 56) 藤田: プラズマ計測研究会 昭和34年12月